

Estudo numérico de uma técnica de redução de esforços numa estrutura cilíndrica circular

Divyesh Mahendralal Parxotomo

Dissertação apresentada na Faculdade de Ciências e
Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa para
obtenção do Grau de Mestre em Engenharia Mecânica

Orientador: Professor Doutor Eric Lionel Didier

Presidente: Prof. Dr. António Rafael Janeiro Borges

Arguente: Prof. Dr. Daniel Cardoso Vaz

Vogal: Prof. Dr. Eric Lionel Didier

Lisboa

05/2011

Estudo numérico de uma técnica de redução de esforços numa estrutura cilíndrica circular

Divyesh Mahendralal Parxotomo

Dissertação apresentada na Faculdade de Ciências e
Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa para
obtenção do Grau de Mestre em Engenharia Mecânica

Orientador: Professor Doutor Eric Lionel Didier

Presidente: Prof. Dr. António Rafael Janeiro Borges

Arguente: Prof. Dr. Daniel Cardoso Vaz

Vogal: Prof. Dr. Eric Lionel Didier

Lisboa

05/2011

Estudo numérico de uma técnica de redução de esforços numa estrutura cilíndrica circular

Copyright ©2011 de Divyesh M. Parxotomo, FCT/UNL.

A Faculdade de Ciências e Tecnologia e a Universidade Nova de Lisboa têm o direito, perpétuo e sem limites geográficos, de arquivar e publicar esta dissertação através de exemplares impressos reproduzidos em papel ou de forma digital, ou por qualquer outro meio conhecido ou que venha a ser inventado, e de a divulgar através de repositórios científicos e de admitir a sua cópia e distribuição com objectivos educacionais ou de investigação, não comerciais, desde que seja dado crédito ao autor e editor.

Agradecimentos

Quero deixar o meu sincero agradecimento ao Professor Eric Lionel Didier, pela orientação do presente trabalho, por ter acreditado na possibilidade de o levar a bom termo e por sempre me ter transmitido muita confiança, especialmente nos momentos mais difíceis. Não posso deixar de referir as importantes sugestões que serviram de base à presente dissertação. Sem elas este trabalho não podia ter sido realizado com sucesso.

Agradeço também o apoio dos meus colegas e amigos da faculdade em especial: Eng.º Moisés Brito, João Dias e Miguel Araújo.

Por fim, um agradecimento especial aos meus pais.

Resumo

No presente trabalho, investiga-se a interacção de um escoamento uniforme laminar com um conjunto de três cilindros. Dois cilindros de controlo são posicionados simetricamente na esteira de um cilindro principal. Variando a posição dos cilindros de controlo, foram analisadas várias configurações que permitissem obter esforços mínimos nos vários coeficientes aerodinâmicos, para o cilindro principal, os cilindros de controlo e o conjunto em si.

As simulações foram realizadas para um número de Reynolds 200, usando dois códigos: FLUENT e FullCReM. Ambos usam o método de volumes finitos para resolver as equações de Navier-Stokes com um método de acoplamento total entre pressão e velocidade.

Analizando a interacção do conjunto segundo um eixo alinhado com o escoamento, verificou-se que os esforços são mínimos entre $0,5 < X_c/D < 2,5$ -2,8 e que, passando esta distância crítica, existe um salto nos esforços e no número de Strouhal. Para $X_c/D=2,5$ foi observado uma redução no coeficiente de arrasto médio do conjunto de 15,4%.

Os mecanismos que se formam, possibilitando estas reduções, devem-se a bolhas de recirculação, simétricas e contra-rotativas que atrasam a formação dos vórtices e asseguram uma zona de esteira estável. Quando estas estruturas desaparecem, os esforços voltam a tender assintoticamente para os valores de um cilindro isolado.

A esteira formada altera-se conforme a posição dos cilindros de controlo, começando pela típica esteira de “Von Kármán”, passando por uma combinação entre vórtices estirados do cilindro principal com os do cilindro de controlo até uma esteira onde vórtices emitidos do cilindro principal colidem com os cilindros de controlo.

Palavras-chave: Cilindro circular, controlo passivo da esteira, redução dos esforços, CFD.

Abstract

In this work we investigated the interaction between an incompressible laminar flow, with a set of three cylinders. Two small control cylinders are placed symmetrically in the wake of the main cylinder. Positioning these control cylinders at various locations within the wake we analyzed which configuration produced the minimum forces.

The numerical simulations were carried out for a Reynolds number of 200. Two codes were used: FLUENT and FullCReM (both based in finite volume method framework to solve the Navier-Stokes equations) using a total coupling method for pressure-velocity.

It is found that in the direction of the flow the efforts are low for $0.5 < X_c/D < 2.5$ -2.8. Beyond this upper limit there is a sudden jump for all coefficients. For $X_c/D=2.5$ the set of cylinders show a 15.4% reduction of the mean drag.

The mechanisms which lead to this reduction is the formation of two symmetric standing eddies, they delay the vortex formation and assure a stable near wake zone. As these structures vanishes the forces recovers to the values of a single cylinder.

A varied wake is formed as we change the locations of the control cylinders. Starting with the well-known “Von Kármán” vortex shedding, then undergoing through a combination between stretched vortex from the main cylinder and those from the control cylinders, to finally a state were vortex from the main cylinder collide with the control cylinders.

Keywords: circular cylinder, passive wake control, force reduction, CFD.

Índice

Capítulo 1 Introdução	1
1.1 Motivação	1
1.2 Objectivos	2
1.3 Organização	3
Capítulo 2 Revisão Bibliográfica	4
2.1 Cilindro isolado	4
2.2 Dois cilindros em tandem.....	7
2.3 Controlo da esteira	9
2.4 Contribuição do presente trabalho.....	11
Capítulo 3 Método Numérico	12
3.1 Equações	12
3.2 Método dos volumes finitos	13
3.2.1 Método dos volumes finitos	13
3.2.2 Equações integrais	14
3.3 Modelo numérico	16
3.3.1 Modelo numérico FLUENT	16
3.3.2 Modelo numérico FullCReM	17
3.4 Construção da malha.....	18
Capítulo 4 Análise preliminar dos esforços num cilindro	23
4.1.1 Regiões do escoamento e o número de Reynolds	23
4.1.2 Desprendimento de vórtices	26
4.1.3 Forças dinâmicas.....	27
4.1.4 Número de Strouhal	28
4.2 Simulação usando FLUENT	28
4.3 Simulação usando FullCReM.....	33
Capítulo 5 Análise da redução dos esforços num conjunto de três cilindros	35
5.1 Introdução	35
5.2 Análise de resultados segundo a transversal ao escoamento ($X_c/D=0,5$; Y_c/D) ..	36
5.3 Análise de resultados segundo a direcção do escoamento (X_c/D ; $Y_c/D=0,6$)	47
5.4 Análise de resultados segundo a diagonal com ângulo de 45°	57
5.5 Coeficientes totais	65
5.6 Modos de desprendimento de vórtices	70
Capítulo 6 Conclusões	72

Anexos.....	78
--------------------	-----------

Índice de Figuras

Figura 2.1 Variação de St adaptado de Williamson (1989).	5
Figura 2.2 Variação do coeficiente de arrasto adaptado de Zdravkovich (1997).	6
Figura 3.1 Esquema do problema e notações.	13
Figura 3.2 Notações utilizadas.	15
Figura 3.3 Domínio computacional.	19
Figura 3.4 Malha do domínio (FLUENT).	20
Figura 3.5 Pormenor junto ao cilindro.	21
Figura 3.6 Malha do domínio (FullCReM).	22
Figura 4.1 Regiões do escoamento adaptado de Carmo (2005).	24
Figura 4.2 Escoamento de Van Dyke (1982): a) viscoso e b) $Re=26$	25
Figura 4.3 Mecanismo de formação adaptado de Meneghini (2002).	26
Figura 4.4 Série temporal do coeficiente de arrasto.	29
Figura 4.5 Série temporal do coeficiente de sustentação.	29
Figura 4.6 Vorticidade.	31
Figura 4.7 Linhas de corrente.	31
Figura 4.8 a) Intensidade da velocidade e b) Coeficiente de pressão.	32
Figura 4.9 Número de iterações não lineares em cada iteração do método de resolução com acoplamento total entre velocidade e pressão (FullCReM)	34
Figura 4.10 Resíduo para as iterações não lineares.	34
Figura 5.1 Pormenor da malha junto aos cilindros ($X_c/D=0,5$; $Y_c/D=0,5$).	36
Figura 5.2 Variação do coeficiente de arrasto médio ($X_c/D=0,5$; Y_c/D).	37
Figura 5.3 Variação do coeficiente de sustentação médio ($X_c/D=0,5$; Y_c/D).	38
Figura 5.4 Variação do coeficiente de arrasto rms ($X_c/D=0,5$; Y_c/D).	39

Figura 5.5 Variação do coeficiente de sustentação rms ($X_c/D=0,5$; Y_c/D).	40
Figura 5.6 Variação do número de Strouhal ($X_c/D=0,5$; Y_c/D).	41
Figura 5.7 Topologia do escoamento para ($X_c/D=0,5$; $Y_c/D=0,5$): a) $t=0T$ e b) $t=T/2$; ($X_c/D=0,5$; $Y_c/D=0,7$) c) $t=0T$ e d) $t=T/2$; ($X_c/D=0,5$; $Y_c/D=0,8$) e) $t=0T$ e $t=T/2$	42
Figura 5.8 Coeficiente de a) arrasto e b) sustentação ($X_c/D=0,5$; $Y_c/D=0,5$).	45
Figura 5.9 Coeficiente de a) arrasto e b) sustentação ($X_c/D=0,5$; $Y_c/D=0,7$).	46
Figura 5.10 Coeficiente de a) arrasto e b) sustentação ($X_c/D=0,5$; $Y_c/D=0,8$).	46
Figura 5.11 Variação do coeficiente de arrasto médio (X_c/D ; $Y_c/D=0,6$).	47
Figura 5.12 Variação do coeficiente de sustentação médio (X_c/D ; $Y_c/D=0,6$).	48
Figura 5.13 Variação do coeficiente de arrasto rms (X_c/D ; $Y_c/D=0,6$).	48
Figura 5.14 Variação do coeficiente de sustentação rms (X_c/D ; $Y_c/D=0,6$).	49
Figura 5.15 Variação do número de Strouhal (X_c/D ; $Y_c/D=0,6$).	49
Figura 5.16 Linhas de corrente para a) ($X_c/D=0,8$; $Y_c/D=0,6$) e b) ($X_c/D=1,4$; $Y_c/D=0,6$).	51
Figura 5.17 Magnitude da velocidade para ($X_c/D=2,5$; $Y_c/D=0,6$) a) $t=0T$ e b) $t=T/2$; ($X_c/D=3,0$; $Y_c/D=0,6$) c) $t=0T$ e d) $t=T/2$	52
Figura 5.18 Vorticidade para duas configurações: ($X_c/D=2,5$; $Y_c/D=0,6$) a) $t=0T$ e b) $t=T/2$; ($X_c/D=3,0$; $Y_c/D=0,6$) c) $t=0T$ e d) $t=T/2$	53
Figura 5.19 Topologia do escoamento para duas configurações: a) ($X_c/D=2,5$; $Y_c/D=0,6$) e b) ($X_c/D=3,0$; $Y_c/D=0,6$).	53
Figura 5.20 Configuração ($X_c/D=2,5$; $Y_c/D=0,6$) a) Coeficiente de arrasto e b) Coeficiente de sustentação.	55
Figura 5.21 Configuração ($X_c/D=3,0$; $Y_c/D=0,6$) a) Coeficiente de arrasto e b) Coeficiente de sustentação.	56
Figura 5.22 Espectro de potências obtido a partir do coeficiente de sustentação dos cilindros de controle: a) ($X_c/D=2,5$; $Y_c/D=0,6$) e b) ($X_c/D=3,0$; $Y_c/D=0,6$).	57

Figura 5.23 Variação do coeficiente de arrasto médio segundo a diagonal.	58
Figura 5.24 Variação do coeficiente de sustentação médio segundo a diagonal.	58
Figura 5.25 Variação do coeficiente de arrasto rms segundo a diagonal.	59
Figura 5.26 Variação do coeficiente de sustentação rms segundo a diagonal.	59
Figura 5.27 Variação do número de Strouhal segundo diagonal.	60
Figura 5.28 Intensidade da velocidade para $l/D=1,0$ a) $t=0T$ e b) $t=T/2$	61
Figura 5.29 Componente V_2 da velocidade para $l/D=1$	62
Figura 5.30 Vorticidade para $l/D=1,0$ ao tempo a) $t=0T$ e b) $t=T/2$	63
Figura 5.31 Topologia do escoamento para $l/D=1,0$ ao tempo a) $t=0T$ e b) $t=T/2$	63
Figura 5.32 Configuração $l/D=1,0$: a) Coeficiente de arrasto e b) Coeficiente de sustentação.	64
Figura 5.33 Configuração 1. Coeficiente de sustentação e arrasto.	67
Figura 5.34 Configuração 2. Coeficiente de sustentação e arrasto.	67
Figura 5.35 Configuração 3. Coeficiente de sustentação e arrasto.	67
Figura 5.36 Configuração 4. Coeficiente de sustentação e arrasto.	68
Figura 5.37 Diferentes modos de desprendimento de vórtices: a) 1º modo b) 2º modo c) 3º modo e d) 4º modo.	71

Índice de Tabelas

Tabela 4.1 Características gerais da malha usada no FLUENT para o cilindro isolado. ...	29
Tabela 4.2 Resultados obtidos por diferentes autores para o cilindro isolado.	30
Tabela 4.3 Características gerais da malha usada no FullCReM para cilindro isolado.	33
Tabela 4.4 Resultados para o cilindro isolado usando os dois códigos.	33
Tabela 5.1 Configurações analisadas apresentado esforços mínimos.	65
Tabela 5.2 Esforços nos três cilindros e o cilindro isolado.	65
Tabela 5.3 Esforços totais.	66

Simbologia e Notações

C_d	Coeficiente de arrasto
C_{drms}	Coeficiente de arrasto rms (root mean square)
$\overline{C_d}$	Coeficiente de arrasto médio
C_l	Coeficiente de sustentação
C_{lrms}	Coeficiente de sustentação rms (root mean square)
$\overline{C_l}$	Coeficiente de sustentação médio
C_p	Coeficiente de pressão
D	Diâmetro do cilindro principal
e/D	Distância do primeiro nó à parede adimensionalizado por D
E	Estimativa do erro em %
F	Força
f	Frequência em Hz
L	Largura do domínio computacional segundo y
L_b	Extensão do domínio computacional
L_c	Distância crítica
l	Distância entre os centros dos cilindros
$Nang$	Número de nós utilizados
P	Pressão
Re	Número de Reynolds
r	Razão de crescimento dos elementos na radial

St	Número de Strouhal
$U_{\infty,1}$	Velocidade não perturbada, no infinito a montante segundo x_1
$U_{\infty,2}$	Velocidade não perturbada, no infinito a montante segundo x_2
u_1	Componente da velocidade segundo x_1
u_2	Componente da velocidade segundo x_2
X_c/D	Distância entre o centro do cilindro de controlo e o centro do cilindro principal na direcção x_1 adimensionalizado por D
X_c	Distância entre o centro dos cilindros de controlo e o centro do cilindro principal no eixo x_1
Y_c/D	Distância entre o centro do cilindro de controlo e o centro do cilindro principal na direcção x_2 adimensionalizado por D
Y_c	Distância entre o centro dos cilindros de controlo e o centro do cilindro principal no eixo x_2
\emptyset	Ângulo de fase entre no desprendimento de vórtices numa configuração de dois cilindros em tandem

Abreviaturas

CFD Dinâmica dos Fluidos Computacional

MDF Método das diferenças finitas

MVF Método dos volumes finitos

rms Root mean square

VIV Vibração induzida por emissão de vórtices (Vortex induced vibration)

CAPÍTULO 1 INTRODUÇÃO

O estudo do escoamento ao redor de cilindros circulares tem sido um problema clássico da mecânica dos fluidos. Apesar da simplicidade geométrica, a esteira apresenta várias características únicas que continuam a motivar o interesse de vários investigadores nesta matéria.

As estruturas cilíndricas circulares são usadas numa vasta gama de aplicações de engenharia tais como: edifícios, plataformas de extracção petrolífera - “risers”, oleodutos, linhas de amarração, sistemas de cabos em pontes, etc.

1.1 Motivação

A necessidade de prever o comportamento de estruturas cilíndricas circulares, os esforços aos quais serão sujeitas e a dinâmica das esteiras resultantes, são questões estudadas há mais de um século. Os dados obtidos contribuem para prever e melhorar o tempo de vida útil da estrutura.

Os esforços sobre a estrutura resultam da interacção do escoamento com os cilindros. A libertação de vórtices provoca vibração nas estruturas sendo esta também umas das principais causas que levam ao desgaste por fadiga das estruturas, fenómeno conhecido por VIV – Vortex induced vibration.

O escoamento ao redor de um cilindro é muito complexo e apresenta diferentes fenómenos que ocorrem num intervalo relativamente reduzido do número de Reynolds: separação do escoamento, primeira instabilidade com o desenvolvimento da “Von Kármán vortex street”, (esteira de vórtices de Von Kármán) transição para estado tridimensional, ocorrência de turbulência na esteira. Os primeiros trabalhos experimentais foram conduzidos por Strouhal que demonstrou a dependência entre a frequência de desprendimento dos vórtices, a velocidade do escoamento uniforme e o diâmetro do cilindro.

O desenvolvimento das técnicas experimentais e das capacidades computacionais veio motivar o interesse dos investigadores na análise detalhada de todas as peculiaridades presentes no escoamento. O interesse em descobrir formas de reduzir os esforços, contribuiu para o

desenvolvimento de técnicas de controlo da esteira que se distinguem essencialmente em dois grupos: o controlo activo e o controlo passivo.

Um dos eixos de investigação marginal para a redução de esforços que actuam em corpos cilíndricos recorre à colocação de mais dois cilindros de controlo pequenos na esteira do cilindro principal.

Inúmeros artigos têm sido publicados, Zdravkovich (1972,1997), porém, a maioria lida com escoamentos em redor de um cilindro isolado, ou em agrupamentos de dois. Um conjunto de três cilindros é um caso ainda pouco explorado, havendo por isso poucos dados disponíveis para entender a dinâmica da esteira e a ligação íntima com os esforços.

1.2 Objectivos

O presente trabalho destinou-se a estudar numericamente uma das técnicas de redução de esforços numa estrutura cilíndrica circular. Para tal, empregou-se uma técnica de controlo passivo, usando dois cilindros de controlo na esteira do cilindro principal.

A redução dos esforços depende da posição dos cilindros de controlo na esteira do cilindro principal, portanto estudo pretendeu-se contribuir para o conhecimento quantitativo dos esforços em cada cilindro e no conjunto em si conforme a configuração do dispositivo.

Foi dado um interesse especial à topologia do escoamento e às estruturas que se formam na esteira, que favorecem a redução dos esforços.

Neste contexto as simulações são efectuadas utilizando um código comercial distribuído pela Ansys Inc. designado por FLUENT. O código utiliza o método dos volumes finitos para resolver as equações de Navier-Stokes na forma adimensional. Este método, bastante usado em CFD (Computational Fluid Dynamics) e amplamente testado e validado desde meados dos anos 80, é uma excelente ferramenta para estudar o escoamento ao redor de cilindros. Para uma compreensão mais exaustiva sobre o modo de emprego das leis físicas em computação fluida, apoiou-se em Versteeg e Malalasekera (1995), An introduction to Computational Fluid Dynamics. A malha é gerada usando um programa de criação de geometrias e malhas designado por GAMBIT. É também feita uma breve análise do programa desenvolvido por Didier, designado por FullCReM. (Didier e Borges, 2006; Didier, 2008).

1.3 Organização

O texto está dividido em 6 capítulos: Introdução, Revisão bibliográfica, Método numérico, Análise preliminar dos esforços num cilindro, Análise da redução de esforços num cilindro e Conclusões.

No próximo capítulo, será feita uma apresentação dos trabalhos encontrados na literatura, que abordam assuntos referentes ao escoamento em torno de cilindros e o controlo da esteira. A presença de mais de um corpo no domínio de escoamento provoca mudanças significativas nas forças sentida pelo corpo principal. A interação entre o escoamento e os corpos desencadeia campos de velocidades e pressão distintos daqueles que se verificam no caso do cilindro isolado. Ao longo dos últimos anos, os trabalhos experimentais têm beneficiado da crescente sofisticação dos equipamentos usados, traduzindo-se esse benefício em resultados mais precisos.

A componente computacional também evoluiu no mesmo sentido. Vários autores utilizam os seus próprios códigos, desenvolvidos especialmente para estudar uma configuração particular. Contudo, com vista a estudar detalhadamente todos os pormenores de cada caso, estes códigos ainda implicam muito tempo de cálculo computacional.

No capítulo 3 serão introduzidas as equações que governam o problema, as equações de Navier-Stokes na sua forma adimensional. Ainda nesse capítulo será referenciado o princípio do método dos volumes finitos, os esquemas seleccionados no FLUENT; o método totalmente acoplado com reconstrução de uma equação de pressão; as condições limites e iterações não lineares; quais os esquemas de discretização utilizados no FullCReM, o método totalmente acoplado com a resolução directa da equação da continuidade, e os métodos de resolução.

No capítulo 4, será apresentada a modelação do escoamento em torno de um cilindro isolado e simulações realizadas usando os dois programas. Este capítulo é importante pois servirá como base de comparação para os esforços médios, flutuantes, o número de Strouhal e a topologia do escoamento. Serão explicados os principais aspectos da topologia e da esteira através da visualização de gráficos com contornos de velocidade, vorticidade, etc.

No capítulo 5 é apresentada a análise de redução de esforços num cilindro, a evolução do número do Strouhal e dos esforços em função da distância dos cilindros de controlo ao cilindro principal. Serão apresentados gráficos e figuras com contornos de velocidade, vorticidade, campo de pressões e topologia do escoamento. As configurações que se revelam as mais interessantes serão analisadas em detalhe. Os resultados serão sempre comparados ao caso de um cilindro isolado. Finalmente no capítulo 6 são delineadas conclusões e algumas sugestões para futuros trabalho.

CAPÍTULO 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo é feita uma apresentação das publicações que lidam com assuntos relacionados com o tema desta dissertação. A revisão bibliográfica foi dividida em três partes, a primeira lida com o escoamento em torno de um cilindro isolado, compreendendo estudos analíticos, experimentais e computacionais. Seguem-se então os trabalhos obtidos no estudo com dois cilindros posicionados em linha com o escoamento – configuração em tandem. Este estudo, apesar de não pertencer à classe de controlo da esteira, apresenta uma configuração bastante interessante, pois permite conhecer o fenómeno de interferência entre cilindros. Por fim, são expostas publicações no âmbito do controlo activo e passivo da esteira, estudos sobretudo computacionais.

2.1 Cilindro isolado

Neste contexto Williamson (1989) realizou um estudo detalhado das características fundamentais para baixos valores do número de Reynolds. Williamson foi o primeiro a introduzir a noção de desprendimento oblíquo de vórtices, ou seja, durante o desprendimento alternado de vórtices é possível determinar um ângulo entre as linhas de vórtices e o eixo do cilindro, este ângulo é influenciado directamente pelas condições de contorno da extremidade do corpo. Demonstrou ainda a existência de uma relação entre a variação do número de St com o Re figura 2.1. Nesse gráfico é possível delimitar duas descontinuidades na curva. Williamson confirmou experimentalmente que o escoamento possui características bidimensionais para número de Reynolds inferiores a 170. A transição para a turbulência envolve a passagem por 2 etapas, que correspondem às descontinuidades no gráfico St vs Re . O autor defende que neste estado o escoamento ainda possui características bidimensionais, e que, aumentando o Re acima de 170, se transita para um outro estado, modo A, onde surgem as primeiras tridimensionalidades. Esta é a primeira transição na descontinuidade que o autor encontrou na evolução do St . A presença de tridimensionalidades implica diferenças significativas nos coeficientes aerodinâmicos e na esteira do escoamento. Os vórtices da esteira de “Von Kármán” são deformados e criam laços tridimensionais que vão desencadear vorticidade na direcção do escoamento e assim nascem as primeiras tridimensionalidades.

A segunda transição que o autor encontrou situa-se na gama entre $230 < Re < 260$ denominado de modo B. Estas duas transições podem ser detectadas através de medições de velocidade numa zona de esteira próxima. Para além destes dois modos, foi identificado o fenómeno de deslocamento de vórtices. Este é originado devido às pequenas irregularidades que surgem no escoamento e vão sofrendo amplificação ao longo da esteira, sendo estas tridimensionalidades responsáveis pela distorção na esteira. Este fenómeno pode ocorrer nos dois modos mencionados. Ocorrendo no modo A, tem por efeito que na esteira, a zona de recirculação cresce, a pressão de base diminui, levando a uma diminuição nas tensões no cilindro, e uma queda no número de Strouhal. Esta é a razão pela qual durante a transição no gráfico St vs Re podem existir duas curvas, uma com St elevado e outra com St baixo, a primeira corresponde apenas ao modo A e a segunda corresponde ao efeito combinado do modo A e deslocamento de vórtices. Resumindo, o escoamento para $Re < 170$ é bidimensional e o desprendimento de vórtices é laminar.

Aumentando Re temos a transição para o modo A e depois para o modo B. O fenómeno de deslocamento de vórtices pode coexistir nestes modos. Passando estes dois estágios obtém-se uma esteira tridimensional e turbulenta, a partir de $Re=230$, conforme o resultado de Williamson (1989) – apresentado na figura 2.1.

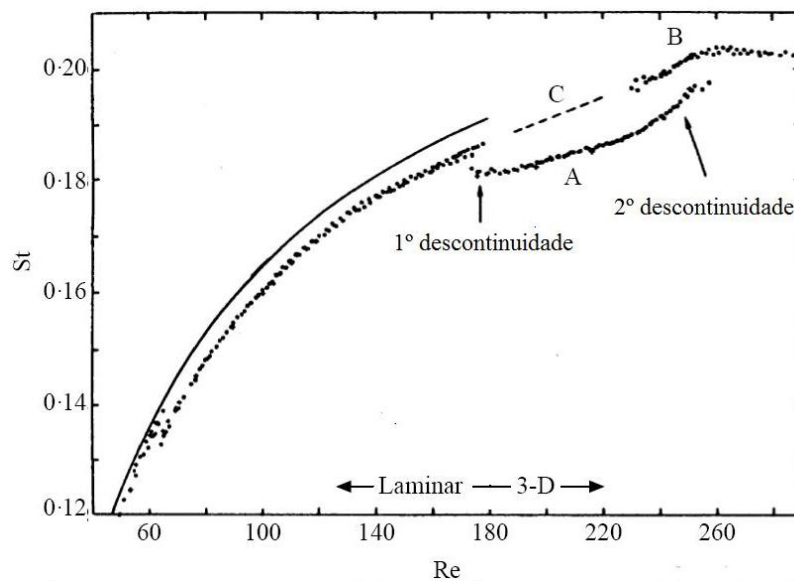


Figura 2.1 Variação de St adaptado de Williamson (1989).

Outros estudos experimentais, como os de Roshko (1954) e Tritton (1959) detalharam o comportamento do escoamento para diferentes números de Reynolds (figura 2.2).

Karniadakis e Triantafyllou (1989) realizaram estudos computacionais, usando o método dos elementos espectrais, nestes estudos os cilindros são submetidos a uma força periódica (movimento transversal) e é observada a evolução do escoamento, desde a quebra de simetria até

ao desenvolvimento da esteira. De seguida através do campo de velocidade médio determina-se o tamanho da bolha de recirculação e conclui-se que o tamanho desta depende bastante do nível de desenvolvimento da esteira. Existe muita instabilidade nas proximidades do cilindro principal, até uma distância de 2,5 vezes o diâmetro do cilindro. Estas simulações feitas para $200 < Re < 500$ clarificaram que as características da esteira são completamente distintas das que são observadas no caso de um cilindro fixo. O número de Strouhal encontrado na esteira do campo estacionário é sempre menor relativamente ao caso em que existe uma oscilação.

Motivados pelas novas técnicas experimentais e capacidades computacionais. Williamson e Roshko (1990) e Norberg (1994) demonstram assim, a partir de estudos experimentais, a influência da relação entre o comprimento e o diâmetro do cilindro, da turbulência no escoamento, do bloqueamento, e dos efeitos tridimensionais.

De entre várias publicações de vários autores destaca-se Zdravkovich (1997), em cujo artigo são apresentadas várias características do escoamento, dividindo as transições em zonas: esteira (TrW), camada de corte (TrSL), e camada limite (TrBL). Este autor também incorpora os resultados obtidos ao longo dos anos por outros investigadores, de maneira que este artigo é uma boa referência sobre o fenómeno do escoamento incompressível em torno de um cilindro.

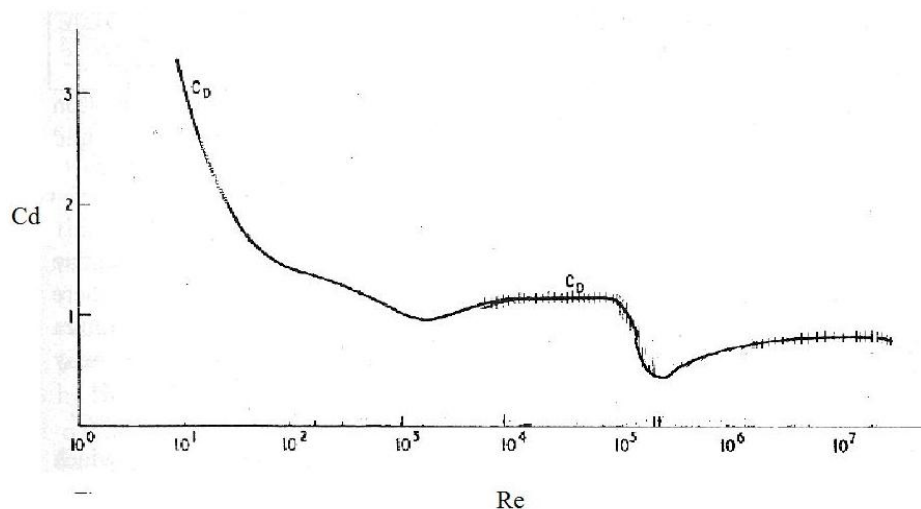


Figura 2.2 Variação do coeficiente de arrasto adaptado de Zdravkovich (1997).

Para $Re=200$, a figura 2.2 permite verificar que o regime do escoamento encontra-se numa zona conhecida por Re sub-crítico. Aumentando o número de Reynolds, o coeficiente de arrasto vai passar pelo fenómeno da crise do arrasto, ou "Drag Crisis", que se localiza na figura 2.2 para Re entre 10^4 a 10^5 . Após este fenómeno, o coeficiente tende para valores inferiores aos obtidos na gama sub-crítica. No presente estudo o valor de Re é de 200. Como observado experimentalmente e numericamente, é um valor que melhor representa as características de um

escoamento ao redor de cilindros para valores sub-críticos, tanto em termos de formação e desprendimento de vórtices como em valores do coeficiente de arrasto e número de St. Existe, para este Re, uma boa analogia para inferir o comportamento do escoamento com valores mais elevados de Re nesta gama.

Com o desenvolvimento das técnicas numéricas e códigos computacionais, vários estudos foram realizados para validar estas novas técnicas e utilizar estes programas na análise do escoamento em torno de cilindros. Mittal et al. (1997), utilizando o método de elementos finitos bidimensionais para estudar o escoamento ao redor de cilindros em tandem para $Re=100$ e $Re=1000$, identificou a existência de tridimensionalidades importantes no escoamento que explicam discrepâncias entre valores numéricos e experimentais.

Estudos de convergência assintótica das quantidades fundamentais, conduzidas por Posdziech et al. (2007) e Didier (2008), permitiram concluir que as grandezas, como os esforços médios e flutuantes, e a pressão de base são fortemente afectados pela resolução da malha e ainda mais pela dimensão do domínio computacional. Em contraste o número de Strouhal é pouco afectado. Uma excelente concordância de resultados foi obtida entre os autores, confirmando a necessidade de considerar domínios de cálculo onde as fronteiras são suficientemente afastadas das zonas de interesse.

2.2 Dois cilindros em tandem

Este arranjo é o primeiro no qual se adiciona um corpo (de características semelhantes) na esteira do cilindro. A presença deste corpo provoca um fenómeno conhecido por interferência. Esta caracteriza-se pela forma como altera a distribuição da pressão ao redor dos cilindros, a topologia da esteira e os esforços nos respectivos cilindros.

A alteração da esteira dos cilindros é também fortemente afectada pela distância entre os dois cilindros. Igarashi (1981) estudou as características do escoamento. Zdravkovich (1972,1977,1987) executou uma enorme quantidade de medições de forças de arrasto e ambos os autores chegam a conclusões semelhantes. O escoamento apresenta três regimes distintos, consoante o Re. Quando a distância entre os cilindros (centro a centro) é cerca $1,2D-1,8D$ apenas uma esteira é formada e as camadas de corte do primeiro cilindro não aderem às paredes do segundo. Para espaçamentos entre $1,8D-3,8D$ as camadas de corte vindas do primeiro cilindro são assimiladas nas paredes do segundo corpo. Não existe ainda formação de vórtices no espaçamento entre os cilindros e apenas existe uma única esteira formada a jusante do segundo corpo. Para espaçamentos superiores a $3,8D$, são emitidos vórtices do primeiro corpo que interagem com os vórtices do corpo a jusante, amplificando a intensidade destes últimos. A esteira assim formada é

designada por esteira binária, pois é derivada de um efeito combinado dos vórtices do cilindro a montante com os do cilindro a jusante.

Didier e Borges (2006) simularam a configuração de dois cilindros em tandem para $Re=100$, e demonstraram a sensibilidade do St com a variação do espaçamento. O valor de espaçamento crítico encontrado pelos autores é entre $4,1D - 4,2D$. Este valor distingue as situações em que o cilindro a jusante deixa de sentir um coeficiente de arrasto negativo para passar subitamente a valores positivos. O arrasto é negativo no corpo a jusante para espaçamentos inferiores ao crítico. Isto traduz-se numa força de atracção entre os cilindros. Para espaçamentos maiores do que crítico, os cilindros nunca atingem os valores de arrasto observados por um cilindro isolado. Isto deve-se ao de a presença de um corpo na esteira de um cilindro provocar um ligeiro aumento de pressão na zona de separação do escoamento do primeiro cilindro. Já o corpo a jusante está sempre imerso numa zona de esteira e baixa pressão e nunca se encontra em condições de corrente livre incidente. A flutuação do arrasto e sustentação seguem uma variação semelhante e para espaçamentos pequenos os cilindros apresentam coeficientes baixos, menores que no caso do cilindro isolado. No espaçamento crítico estes valores flutuantes aumentam. Para o cilindro a jusante atingem picos com intensidade quatro a vinte vezes superiores ao cilindro isolado para o arrasto e sustentação respectivamente. Relativamente à topologia, o escoamento apresenta para espaçamentos baixos, uma estrutura simétrica entre os cilindros. As camadas de corte do primeiro cilindro não aderem totalmente às paredes do segundo cilindro. Uma única esteira é formada e os vórtices emitidos são longos, implicando directamente um St baixo. Para valores maiores do espaçamento, os vórtices do corpo a montante vão colidir com o corpo a jusante. Verifica-se uma amplificação dos vórtices que estão a formar-se no segundo corpo e flui-se uma esteira binária. A deslocação e movimentação dos vórtices geram também uma variação nos pontos de estagnação e separação nos dois cilindros, os quais por si modificam a distribuição da pressão.

Alam e Zhou (2006) estudaram a existência de um ângulo de fase \emptyset , entre o desprendimento de vórtices num arranjo de dois cilindros em tandem (cilindros alinhados com o escoamento). Neste trabalho, estabelecem equações empíricas que relacionam o desprendimento de vórtices com as características dos corpos e com o número de Strouhal. Existe, segundo os autores, uma relação directa entre o valor flutuante da sustentação e o ângulo de fase \emptyset . O desprendimento dos vórtices do corpo a jusante influencia a formação dos vórtices do corpo a montante. O facto de se encontrarem em fase ou anti-fase cria condições de valores máximos ou mínimos nos esforços de sustentação.

2.3 Controlo da esteira

Por controlo da esteira entende-se o uso de meios físicos na superfície do cilindro ou na esteira próxima de modo a controlar os esforços que irão surgir na estrutura principal. Existem dois tipos de controlo: controlo activo e controlo passivo. No primeiro caso, estes mecanismos possuem algum tipo de movimento ou actividade que vai se adaptando às condições do escoamento para obter o efeito desejado. O controlo passivo implica estruturas dispostas de forma fixa.

No âmbito de reduzir o fenómeno VIV em vários tipos de estruturas como um conjunto de *risers*, alguns investigadores propõem que os *riser* tenham liberdade de oscilação Carmo (2005). Segundo Bearman (1984), as oscilações provocadas pela libertação de vórtices de um corpo podem induzir vibrações em outros corpos que estejam nas imediações. Portanto o autor sugere que oscilações induzidas no corpo através de meios mecânicos externos favorecem a diminuição do comprimento de formação de vórtices na esteira do corpo, diminuindo assim as amplitudes máximas de vibração nesse corpo.

Zhao et al. (2006) realizaram ensaios numéricos bidimensionais, aplicando o método de Galerkin para discretização das equações. Os autores colocam um cilindro de controlo nas proximidades do cilindro principal e variam a posição e tamanho do primeiro. Dos vários pontos de interesse destaca-se que, consoante a posição do cilindro de controlo, as camadas de corte que produzem os vórtices podem sofrer uma distorção e um “recolamento” na parede do cilindro principal. Este fenómeno provoca flutuações importantes nos coeficientes aerodinâmicos especialmente nos valores de rms. O espectro de potências do coeficiente de sustentação apresenta vários picos, demonstrando como a esteira é instável e oscila em dupla frequência.

Cao et al. (2008) investigam numericamente a interacção entre um cilindro isolado imerso num escoamento não uniforme (com gradiente de velocidade transversal à direcção do escoamento), uma das metades do cilindro é sujeito a uma corrente de intensidade superior à metade oposta. A posição do ponto de estagnação e dos pontos de separação, bem como o coeficiente de sustentação são fortemente influenciados por este gradiente. Alguns efeitos tridimensionais que surgem na gama de transição $180 < Re < 200$ para o caso do cilindro isolado numa corrente uniforme são suprimidos. Contudo os autores indicaram ainda carecerem de resultados experimentais para confirmar este facto. A força de sustentação actua do lado onde o gradiente de velocidade é máximo para o lado onde é mínimo. Os autores apresentam contornos de vorticidade onde é verificado que os vórtices na zona de alta velocidade são mais intensos.

Uma outra forma de controlo activo, baseia-se em injectar fluido a partir do corpo e promover interacção deste com o escoamento. Neste sentido Lin et al. (1995) dedicam-se a controlar experimentalmente a formação de vórtices na esteira de um cilindro. São feitos orifícios

ao longo do cilindro pelos quais se processa a saída de jactos de fluido que por sua vez interagem com o escoamento incidente. Quando a intensidade do jacto é baixa a esteira exhibe a sua forma clássica de “Von Kármán”, com pequenas distorções nas camadas de corte. Aumentando a intensidade do jacto, observa-se que os vórtices de grande escala são eliminados na esteira próxima, e que em geral o escoamento é simétrico relativamente ao plano médio do cilindro. Ao longo do trabalho destes autores, foi detectada a criação de vórtices de pequenas dimensões que se iniciam nas instabilidades de Kelvin-Helmholtz. Estes vórtices são de difícil visualização nas proximidades, mas são notáveis numa distância de aproximadamente três vezes o diâmetro do cilindro.

Eseinohr e Eckelmann (1989) investigaram experimentalmente a influência da adição de placas planas colocadas na esteira do cilindro principal e paralelamente ao escoamento. As placas funcionam como uma barreira para as perturbações e instabilidades que surgem das extremidades do cilindro. Assim, apenas existe a formação da esteira de “Von Kármán” sem evolução para a turbulência devido às perturbações, obtendo-se o desprendimento paralelo de vórtices forçada.

Strykowski e Sreenivasan (1990), afirmam a possibilidade de eliminar completamente o desprendimento de vórtices na esteira de um cilindro, usando apenas um cilindro de controlo pequeno, de diâmetro 20 vezes inferior ao do cilindro principal, para um valor de $Re=80$. Após o estudo experimental concluíram que numa zona da esteira onde exista instabilidade, visível experimentalmente pela presença de recirculação, o espectro de velocidade nesta zona apresenta valores máximos. Assim que o cilindro de controlo é colocado ao redor desta zona o pico de velocidade diminui, atingindo mínimo no centro com inibição do desprendimento de vórtices.

Nesta tentativa de obter escoamentos sem desprendimentos de vórtices, Kuo et al. (2007) prosseguiram com uso de mais dois cilindros de controlo na esteira do cilindro principal. O estudo foi de carácter numérico e as simulações foram conduzidas utilizando o FLUENT. Os autores realizaram as simulações para uma gama de $80 < Re < 300$, obtendo uma redução no arrasto médio e nos coeficientes das flutuações de sustentação e arrasto. Propuseram mecanismos que levam à formação de estruturas na esteira e como estas influenciam as forças aerodinâmicas. A eliminação efectiva do desprendimento de vórtices como prevista anteriormente por Strykowski e Sreenivasan (1990) não foi conseguida com sucesso no uso de dois cilindros de controlo.

Dois anos mais tarde, os mesmos autores Kuo et al. (2009) publicaram os resultados de mais estudos, ao investigarem a interacção do conjunto, cilindro principal e cilindros de controlo, para um valor constante de $Re=80$. Quantificaram a redução do arrasto total (no cilindro principal e dois de controlo) e a redução da flutuação do coeficiente de sustentação em 5% e 70% respectivamente.

2.4 Contribuição do presente trabalho

Este último trabalho apresenta uma boa forma passiva de controlo da esteira, porém existem vários pontos discutíveis no estudo destes autores:

- O domínio de cálculo utilizado foi de $50D \times 50D$ o qual pode causar problemas de blocagem numérica devido à proximidade das fronteiras.
- Relativamente ao posicionamento dos cilindros de controlo, não é feita uma justificação efectiva da configuração seleccionada.

Neste sentido o presente trabalho procura preencher algumas lacunas existentes, estimar os esforços existentes neste tipo particular de configuração, entender a dinâmica de formação e desprendimento dos vórtices, quais os mecanismos que levam à sua formação e o efeito sobre os parâmetros tais como o número de Strouhal, conforme a distância entre o cilindro principal e os cilindros de controlo.

CAPÍTULO 3 MÉTODO NUMÉRICO

Para resolver os problemas de engenharia cada vez mais complexos, ensaios experimentais são opções que implicam custos elevados. No sentido de aumentar a produtividade, as empresas têm procurado substituir os ensaios experimentais pelas simulações numéricas. A modelação numérica tornou-se numa ferramenta essencial para as actividades de projecto e investigação como é o caso do presente trabalho.

Neste trabalho é usado um programa numérico comercial, o FLUENT 6.3.26 distribuído pela Ansys Inc. Este permite resolver numericamente problemas que envolvam transferência de calor, termodinâmica, escoamento com superfície livre, combustão, fluidos não Newtonianos, escoamentos compressíveis e multifásicos.

Seguidamente é descrito o modelo numérico utilizado pelo programa comercial, os esquemas e as condições limites usadas e a geração da malha. Também foi usado o programa desenvolvido por Didier, baseado no método de volumes finitos FullCReM (Didier e Borges, 2006; Didier, 2008).

3.1 Equações

O escoamento é considerado laminar e bidimensional. O fluido é incompressível e viscoso. O escoamento não estacionário é governado pelas equações de Navier-Stokes, escritas, a seguir, nas suas formas adimensionais:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad \text{com } i=1, 2 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (2)$$

Nestas equações, as variáveis não dimensionais são as componentes cartesianas da velocidade u_i e a pressão p . O número de Reynolds, Re , é definido a partir das dimensões características D , U_∞ , e ν , respectivamente: o diâmetro do cilindro, a velocidade do escoamento não perturbado e a viscosidade do fluido.

$$Re = \frac{U_{\infty} D}{\nu} \quad (3)$$

A figura 3.1 apresenta as principais notações usadas.

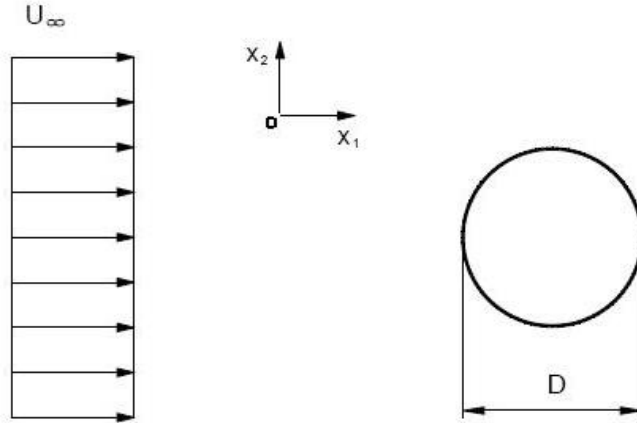


Figura 3.1 Esquema do problema e notações.

A condição de aderência nas paredes do cilindro é expressa por:

$$u_1 = 0, u_2 = 0 \quad (4)$$

O campo de velocidade no infinito é aplicado na fronteira externa do domínio de cálculo, longe dos cilindros.

$$u_1 = U_{\infty}, u_2 = 0 \quad (5)$$

Não sendo necessário impor uma condição de pressão na fronteira externa do domínio.

3.2 Método dos volumes finitos

3.2.1 Método dos volumes finitos

O modelo numérico em questão baseia-se no Método dos Volumes Finitos MVF (Finite Volume Method). Esta técnica é aplicada para discretizar as equações de continuidade e de Navier-Stokes. Teve a sua origem a partir do Método das Diferenças Finitas (MDF), o qual apesar de ter provado ser capaz de resolver com grande precisão muitos dos problemas da mecânica dos fluidos, apresenta dificuldades quando aplicado em malhas não estruturadas ou curvilíneas, isto porque toda a sua formulação baseia-se em sistemas de coordenadas ortogonais. Neste método os

vários termos das equações a discretizar são aproximados por uma expansão da série de Taylor. Esta metodologia implica a geração dos inevitáveis erros de truncatura.

A partir deste método surge o MVF. O primeiro passo é dividir o domínio em vários volumes de controlo, sendo que as variáveis de interesse (pressão, velocidade, etc.) são definidas no centro de cada volume. De seguida as equações que governam o escoamento são aplicadas a cada volume. Deste modo existe uma conservação da propriedade (massa, quantidade de movimento e energia) no volume. Esta característica é satisfeita para todos os volumes de controlo, sendo assim válido para todo o domínio computacional.

A conservação de quantidade de movimento e de massa em todo o domínio, juntamente com a possibilidade de usar este método em malhas não estruturadas trazem vantagens significativas em relação ao MDF.

Ao aplicar o MVF é necessário atender que os fluxos são avaliados nas faces e que o uso de malhas não estruturadas pressupõe o uso de técnicas de interpolação para descrever a variação da variável em estudo (geralmente a velocidade ou pressão) nos volumes de controlo.

3.2.2 Equações integrais

As equações (1) e (2) podem ser escritas sob a forma de integrais adimensionais:

$$\int_S u_j n_j dS = 0 \quad (6)$$

$$\int_V \frac{\partial u_i}{\partial t} dV + \int_S u_i (u_j n_j) dS = - \int_V \frac{\partial p}{\partial x_i} dV + \frac{1}{Re} \int_S \frac{\partial u_i}{\partial x_j} n_j dS \quad (7)$$

Em termos gerais a discretização significa substituir um conjunto de equações diferenciais por um conjunto de equações algébricas. Estas equações são discretizadas no espaço e no tempo.

A discretização espacial refere-se ao modo como as equações são discretizadas no espaço. As variáveis são avaliadas nas faces dos volumes de controlo sendo para tal necessário usar técnicas de interpolações.

Seguindo um estratagema clássico no âmbito deste método podemos apresentar as mesmas equações segundo uma formulação discreta. Os índices c e nb representam a célula central e vizinhas respectivamente. A forma discreta para representar a equação do momento linearizada é:

$$\begin{aligned}
 \left[a_c^{u_i} \cdot u_c + \sum_{nb} a_{nb}^{u_i} \cdot u_{nb} \right]^{conv.} &= - \left[a_c^p \cdot p_c + \sum_{nb} a_{nb}^p \cdot p_{nb} \right]^{pressão} \\
 &+ \left[a_c^{u_i} \cdot u_c + \sum_{nb} a_{nb}^{u_i} \cdot u_{nb} \right]^{difusivo} \\
 &+ b_c \\
 &+ a_c^{u(t)} \cdot u_c
 \end{aligned} \tag{8}$$

A contribuição dos termos convectivo, difusivo e transiente podem ser agrupados num só termo:

$$u_c^u \cdot u_c + \sum_{nb} a_{nb}^u \cdot u_{nb} + a_c^p \cdot p_c + \sum_{nb} a_{nb}^p \cdot p_{nb} = b_c \tag{9}$$

A figura 3.2 apresenta um esquema indicativo das notações utilizadas nas células para a discretização das equações. No esquema da figura 3.2, as variáveis (velocidade e pressão - u e p) são armazenadas nos centros de cada célula. A célula central tem como índice c e as vizinhas nb . V_c representa o volume da célula central, S_{nb} é a área da superfície ou da interface entre as células central e vizinha, \vec{n} é o vector normal à superfície S_{nb} .

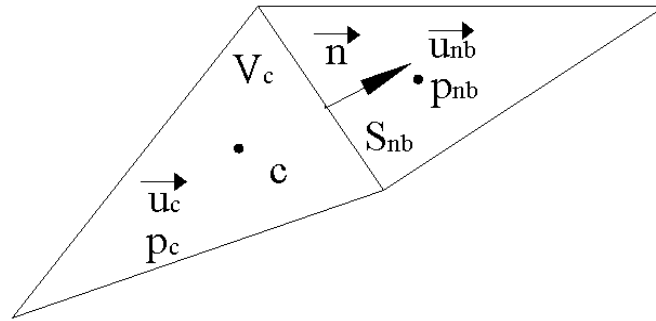


Figura 3.2 Notações utilizadas.

Na equação 9, a_c e a_{nb} são os coeficientes linearizados para a célula central e as células vizinhas respectivamente, b representa o termo de fonte. Em geral as células adjacentes são tantas quanto ao número de faces da célula central, excepto no caso em que a célula esteja na fronteira.

Conforme os esquemas numéricos utilizados para definir as variáveis nas faces dos volumes de controlo ou no volume dos elementos, obtêm-se coeficientes diferentes e modelos numéricos diferentes.

A equação de continuidade na forma discreta é dada por:

$$\sum_{nb} (u_i n_i)_{nb} S_{nb} = 0 \quad (10)$$

3.3 Modelo numérico

Nesta secção são detalhados os esquemas numéricos seleccionados para o modelo. Os dois códigos aqui usados baseiam-se no método dos volumes finitos e a discretização das equações apresentada anteriormente é a base de formulação dos dois códigos. Apresentam-se de seguida os esquemas, tipos de acoplamento entre velocidade e pressão, integração no tempo e condições de fronteira seleccionadas para cada modelo.

3.3.1 Modelo numérico FLUENT

O modelo numérico implementado no FLUENT discretiza as equações de Navier-Stokes, permitindo seleccionar, de entre vários esquemas, aquele que se adequa ao grau de precisão que queremos para resolver o problema.

O termo difusivo no FLUENT é tratado segundo diferenças centrais, apresentando portanto uma precisão de segunda ordem em malhas estruturadas. Para avaliar o termo convectivo o código apresenta vários esquemas: upwind de primeira ordem, upwind de segunda ordem, QUICK, Power Law e diferenças centrais.

O esquema upwind de primeira ordem UDS baseia-se na direcção do fluxo, na face entre dois elementos adjacentes. O valor da variável nesta face é obtido através do valor da célula que está a montante, em relação à direcção da velocidade principal do escoamento. Para um esquema de segunda ordem, apenas é usado um maior número de pontos para obter esse valor. Esquemas de interpolação como exemplo a expansão de Taylor em torno da célula central, fornece uma precisão de 2ª ordem.

Para tratar do acoplamento entre velocidade e a pressão (Pressure-Velocity Coupling) o código dispõe de algoritmos como o SIMPLE, SIMPLEC, PISO e COUPLED. Todos os algoritmos, à excepção do COUPLED são esquemas segregados, ou seja, a resolução das equações discretas é feita de maneira sequencial e de sucessivas correcções de pressão e velocidade. Para tal é necessário usar coeficientes de relaxação (classicamente de 0,7 para equações de momento e 0,3 para equação de pressão).

O algoritmo COUPLED resolve as equações de momento e uma equação de pressão reconstruída. Esta equação reconstruída é baseada na equação discreta de continuidade e nas equações discretas de quantidade de movimento. As equações reagrupadas num único sistema linear são resolvidas em simultâneo.

Na discretização temporal, os esquemas disponíveis são de Euler implícito ou explícito. Neste trabalho pretendeu-se estudar a dinâmica do escoamento ao longo do tempo, logo o termo transiente não pode ser desprezado e para garantir uma melhor estabilidade e precisão dos resultados é aconselhado o uso de um esquema implícito (FLUENT 6.3 User's Guide, 2008).

Escolheu-se uma formulação não estacionária implícita das equações e a integração no tempo é realizada utilizando um esquema de discretização de 2ª ordem com um passo de tempo de 0,01 (unidades não dimensionais). Assim, com um passo de tempo não demasiado pequeno pode-se conservar uma boa precisão na integração no tempo. Relativamente à evolução espacial destas equações, os termos convectivos são avaliados segundo diferenças de 2ª ordem – 2ª order upwind. O algoritmo de acoplamento usado é o COUPLED como descrito anteriormente e também porque no FullCReM o algoritmo usado é semelhante como será apresentado a seguir.

A escolha de esquemas de 2ª ordem deve-se sobretudo à menor difusão numérica produzida, relativamente aos esquemas de 1ª ordem. Assim conserva-se boa precisão de resultados sem recorrer a esquemas de níveis superiores que consumiriam mais tempo de cálculo sem melhorias significativas.

3.3.2 Modelo numérico FullCReM

Como já foi referido anteriormente, este código é baseado no método dos volumes finitos e desenvolvido para malhas não estruturadas. A discretização é implícita de 2ª ordem, e é usado um acoplamento total entre a velocidade e a pressão. Ao contrário dos métodos de acoplamento clássicos, como o SIMPLE ou PISO, onde resolução das equações discretas é sequencial, no método totalmente acoplado apenas um único sistema linear é resolvido, reagrupando todas as equações discretas. Assim não é necessário usar factores de relaxação ou de outros parâmetros para resolver e garantir a convergência do sistema.

O método totalmente acoplado envolve a resolução de um sistema de equações lineares complexo, por isso usam-se esquemas implícitos compactos que envolvam apenas as células adjacentes a uma face, conservando uma precisão de segunda ordem.

Estima-se o termo de tempo usando um esquema implícito de segunda ordem a três níveis.

Tal como no FLUENT é usado um esquema de diferenças centrais para avaliar o termo difusivo.

O termo da pressão é calculado usando uma interpolação linear entre os centros das células.

O termo convectivo é calculado usando o esquema “deferred correction”. A ideia consiste em dividir o termo convectivo numa parte implícita, escrita através de um esquema UDS de 1ª ordem, e numa parte explícita, igual a diferença entre um esquema de ordem elevada, designado por WACEB, e o esquema de 1ª ordem:

$$(u_i)_{nb} = (u_i^{UDS})_{nb}^{implícita} + \omega_{DC}(u_i^{WACEB} - u_i^{UDS})_{nb}^{explícita} \quad (11)$$

Este método não necessita de introdução de difusão numérica, traduzindo-se num $\omega_{DC}=1$. Quando a convergência não linear é obtida, a estimação do termo convectivo é da ordem do esquema WACEB (3ª ordem).

Forma-se uma matriz esparsa não simétrica contendo as contribuições associadas aos termos de velocidade e pressão. A resolução do sistema linear é feita usando um algoritmo iterativo de resolução modificado, BiCGSTAB – ω , conjuntamente com o pré-condicionador ILU. A resolução é rápida devido ao acoplamento implícito entre a velocidade e a pressão. Reduz-se assim o número de iterações não lineares para obter convergência das não linearidades. A convergência dos resíduos de velocidade e pressão é rápida sendo necessário apenas algumas iterações (aproximadamente 6) para reduzir os resíduos em várias ordens de grandeza.

Em regiões onde a malha não é ortogonal é preciso introduzir correcções para calcular a velocidade e a pressão no centro das faces. Estas correcções envolvem a avaliação dos gradientes no centróide de cada célula usando o teorema de Gauss. Estas correcções explícitas são contabilizadas no termo de fonte (b_c) da equação discreta.

Detalhes da implementação numérica encontram-se em Didier e Borges (2006) e Didier (2008, 2009).

3.4 Construção da malha

O presente estudo conta com um cilindro principal e dois outros de dimensões reduzidas colocados na sua esteira. Os limites do domínio de cálculo devem ser considerados infinitamente longe do conjunto de corpos.

Porém, numa simulação numérica, o domínio computacional utilizado não pode estar infinitamente longe do corpo, devidas às limitações computacionais. Contudo, uma distância reduzida entre as fronteiras do domínio de cálculo e o corpo provoca um efeito de bloqueamento

numérico que afecta o escoamento, prejudicando a precisão dos resultados obtidos. A figura 3.3 representa as extensões do domínio computacional.

Todas as distâncias são adimensionalizadas utilizando o diâmetro do cilindro principal, D . Para que o efeito de bloqueamento causado pela proximidade das paredes ao corpo seja quase anulado usou-se $L/D=300$ e $X/D=300$. O efeito de bloqueamento existente para tais dimensões é desprezável, afectando pouco o campo das velocidades e pressões (Posdziech et al., 2007; Didier, 2008).

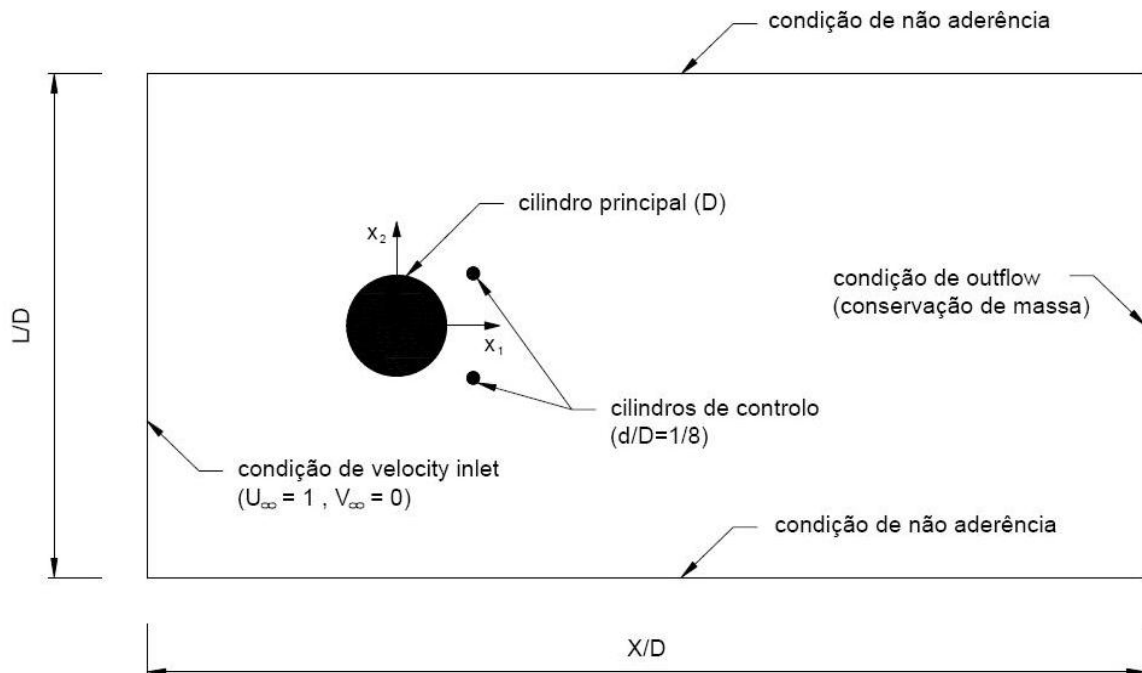


Figura 3.3 Domínio computacional.

Na figura 3.3 o centro do cilindro principal é definido como a origem do domínio computacional. A fronteira a montante é definida como “velocity inlet”, ou seja, indica que o escoamento entra uniformemente com velocidade apenas segundo o eixo x_1 . A fronteira situada a jusante é definida como “outflow”, o que implica gradientes de velocidades nulos, respeitando assim a conservação da massa. Nas fronteiras superiores e inferiores é aplicada condição de não aderência. As paredes dos cilindros são definidas como “wall no-slip”, o que corresponde a uma condição de aderência, ou seja, a velocidade na superfície é nula.

A malha é construída usando o programa GAMBIT. A malha é mista, ou seja, constituída por elementos triangulares e quadrangulares.

- De modo estruturado (rectângulos), junto dos cilindros, para garantir resultados precisos e obter uma boa resolução da camada limite.

- Não estruturada longe do corpo (elementos triangulares) com uma taxa de crescimento imposta ao tamanho dos elementos, criando assim uma malha com o menor número de elementos possíveis.

Esta construção da malha não uniforme possibilita fazer a simulação com menos elementos possíveis sem perda de precisão nas zonas de interesse. (figuras 3.4 e 3.5).

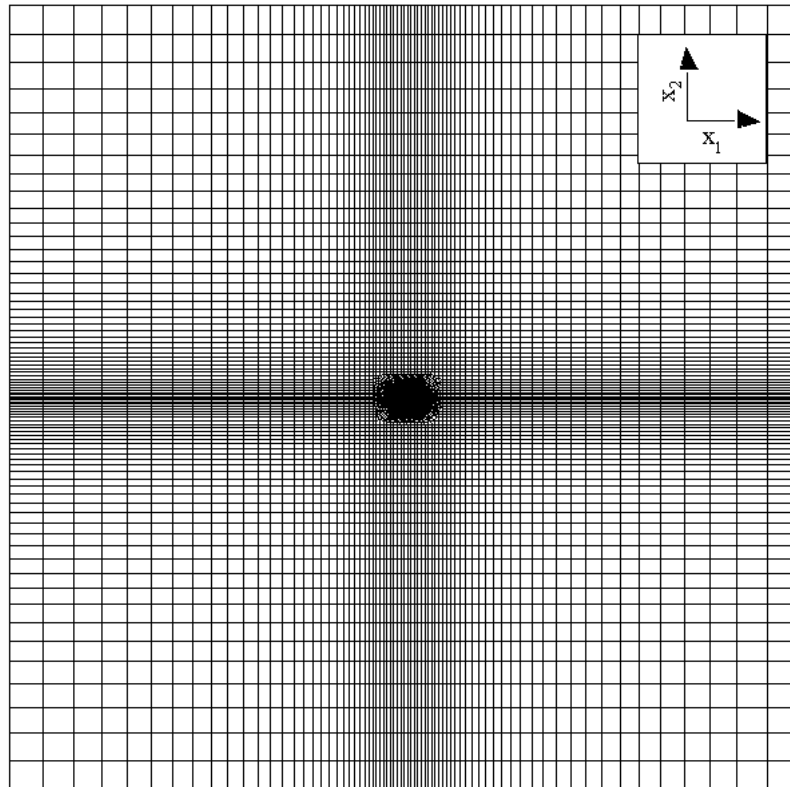


Figura 3.4 Malha do domínio (FLUENT).

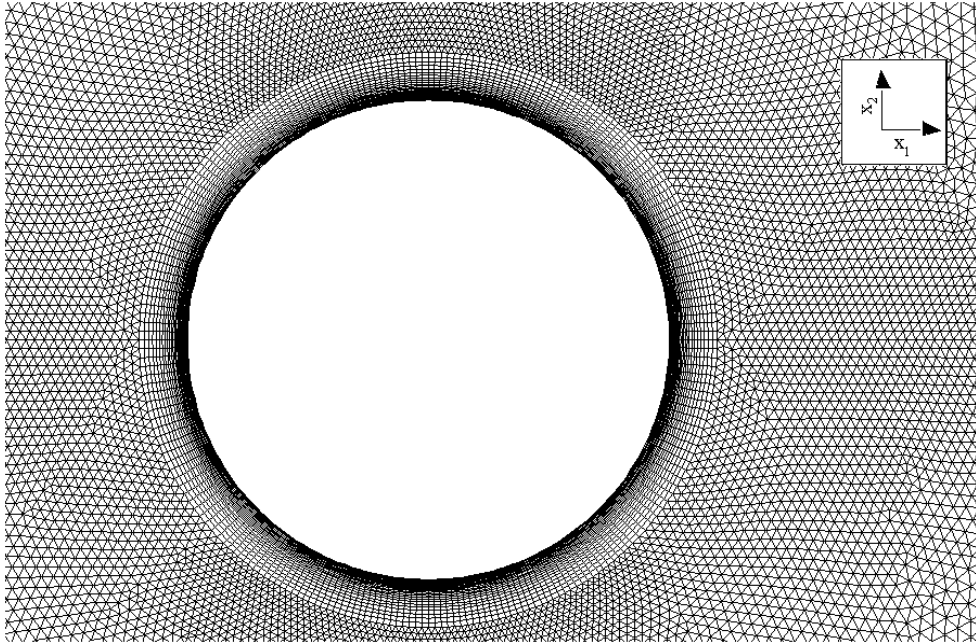


Figura 3.5 Pormenor junto ao cilindro.

A camada limite é a zona sobre as paredes dos cilindros onde ocorrem as maiores variações de gradientes, é aqui que ocorre transições de gradientes de pressão favorável para desfavorável provocando separação da camada limite e a consequente formação de vórtices que implica variação de esforços no corpo. Sendo esta uma zona sensível, é um dos pontos mais críticos na criação da malha. Para a obtenção de bons resultados, estas zonas devem conter elementos suficientemente pequenos, o que origina uma grande concentração de VCs (volumes de controlo).

A geração da malha para o programa FullCReM necessitou o uso de outros dois programas geradores de malha.

Analogamente à malha construída para o FLUENT, esta malha é constituída por elementos estruturados junto à parede do cilindro, e por uma malha não estruturada no resto do domínio. O centro do domínio é onde se localiza o centro do cilindro, e a fronteira externa é circular tendo como raio $300D$ (figura 3.6).

Para criar a fronteira externa e a parede dos cilindros foi usado o programa 2DExtBG e 2DBodyBG respectivamente. Para criar a malha mista em torno do cilindro, foi usado o programa 2DMUnGG, de forma análoga à malha gerada usando o GAMBIT.

Estes códigos de geração de malha são baseados na triangulação de Delaunay para criar a malha no domínio fluido. As condições limites são as seguintes:

- Aderência no corpo cilíndrico ($u_1=u_2=0$).
- Condição de velocidade constante ($U_{\infty,1}, U_{\infty,2}$) no contorno exterior.

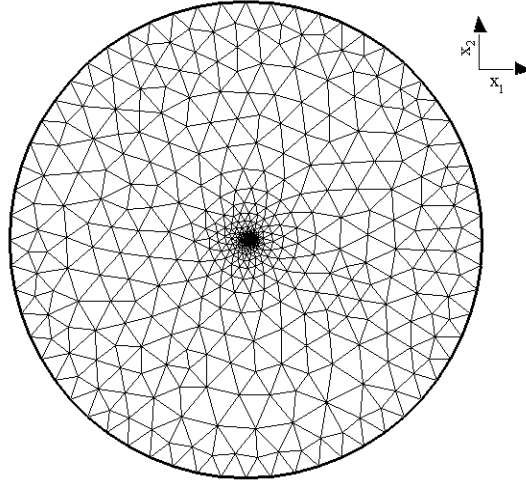


Figura 3.6 Malha do domínio (FullCReM).

CAPÍTULO 4 ANÁLISE PRELIMINAR DOS ESFORÇOS NUM CILINDRO

Neste capítulo, é apresentado o estudo do escoamento em torno de um cilindro. As noções básicas aqui descritas, bem como a definição das regiões e outros parâmetros, seguem as ideias dos trabalhos realizados por Zdravkovich (1997).

A modelação do escoamento em torno de um cilindro é realizada utilizando os programas FLUENT e o FullCReM. A modelação desta configuração é necessária para obter um critério de comparação com o caso para o qual são introduzidos os cilindros de controlo. São analisados os esforços médios, flutuantes, o número de Strouhal e a topologia do escoamento, através da representação de velocidades, linhas de corrente e campo de pressões.

4.1.1 Regiões do escoamento e o número de Reynolds

Na topologia de um escoamento incidente sobre um cilindro é possível distinguir três zonas distintas. Consoante os gradientes de velocidades. Esses gradientes produzem variações de pressão que vão originar oscilações nos coeficientes de arrasto e sustentação associados ao cilindro. A camada limite que se forma sobre o cilindro vai sofrer um gradiente de pressão adverso, à medida que percorre a parede do corpo a partir do ponto de estagnação. A separação ocorre e formam-se os vórtices de “Von Kármán” de maneira periódica, para número de Re baixos, como é o caso neste trabalho.

A figura 4.1 delimita as regiões do escoamento perturbado pela presença do cilindro:

- (i) - representa uma zona de escoamento retardado;
- (ii) - delimitam as camadas de corte na superfície do cilindro;
- (iii) - regiões de fluido deslocado e acelerado;
- (iv) – região da esteira.

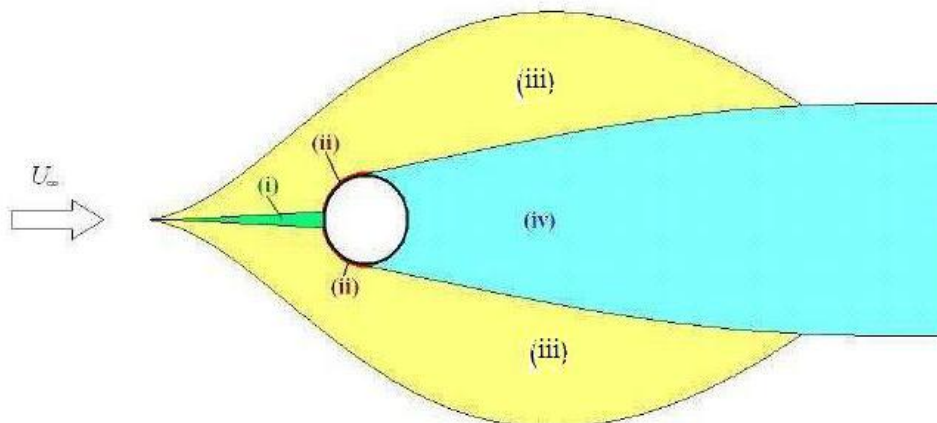


Figura 4.1 Regiões do escoamento adaptado de Carmo (2005).

Na figura 4.1, é possível verificar que a zona de fluido deslocado e acelerado, região (iii), possui dimensões apreciáveis, pelo que a proximidade quer de uma parede, caso seja um estudo experimental, quer duma parede artificial numérica, caso seja um estudo numérico, deve ser colocada com precaução. A obstrução pode provocar acelerações não desejadas e enviesar os resultados.

Um dos parâmetros importantes no estudo de um escoamento incompressível ao redor de um cilindro é o número de Reynolds. Este parâmetro indica se haverá transições nas regiões acima mencionadas, se o escoamento é laminar ou turbulento.

Neste trabalho usou-se um $Re=200$. Para este valor o escoamento é essencialmente laminar e está incluído na gama de valores sub-críticos. Nesta gama de 0 até 200 o escoamento transita por 3 estados:

- $0 < Re < 5$ o escoamento é caracterizado por ser altamente viscoso sem separação da camada limite. (figura 4.2 a)).
- $5 < Re < 47$ o escoamento apresenta dois pontos de separação e uma zona de recirculação estacionária, constituída por 2 vórtices contra rotativos. (figura 4.2 b))
- $47 < Re < 200$ o escoamento ainda laminar apresenta um desprendimento alternado periódico de vórtices.

A recirculação é caracterizada por uma zona de baixa pressão, situa-se imediatamente a jusante do cilindro. Figura 4.2 b). Aqui, todos os vectores de velocidade sofrem uma mudança brusca de sentido. O escoamento perde alguma energia linear de translação nesta zona para energia de rotação. O início desta zona é identificada no ponto de separação da camada limite na

parede do cilindro. Este acontece em dois pontos simétricos, aproximadamente a 135° do ponto de estagnação. As bolhas são normalmente estacionárias, contudo apresentam uma ligeira oscilação. Esta pequena oscilação produz variação nos pontos de separação e recolamento nas paredes do cilindro, sendo a causa provável das oscilações que se observam nas séries temporais de arrasto e sustentação. Como referido atrás estes coeficientes dependem da integração da pressão nas paredes do cilindro. Assim uma variação do ponto de estagnação induz uma variação, bem que ligeira, no campo de pressão, afectando assim os cálculos.

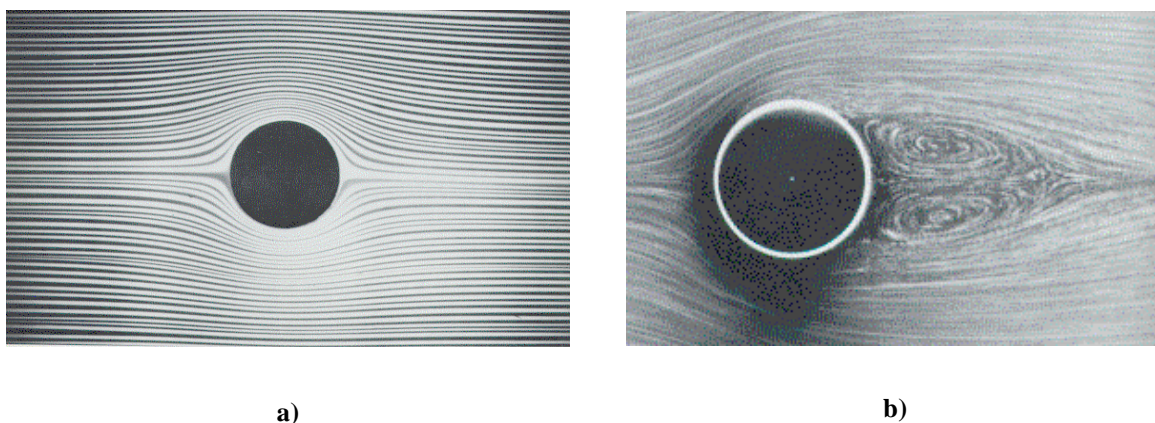


Figura 4.2 Escoamento de Van Dyke (1982): a) viscoso e b) $Re=26$.

Para $Re > 47$, são emitidos os primeiros vórtices na esteira. Estes são originados nas camadas de corte superior e inferior do cilindro, correspondente à região (ii) da figura 4.1, e são emitidos de forma alternada. Este desprendimento alternado produz uma esteira de vórtices conhecida como a esteira de “Von Kármán”. Chegando a este estado, o cilindro oscilará sempre. Aumentando o Re para valores entre 180 – 200, surge a introdução dos primeiros sinais de turbulência na esteira. A esteira passa por várias transições e a turbulência é alimentada pelo fenómeno de deslocamento de vórtices (Williamson, 1996).

No presente estudo, o valor de Reynolds usado foi de 200. Como observado experimentalmente e numericamente, é o valor que melhor representa as características de um escoamento ao redor de um cilindro para valores sub-críticos, tanto em termos de formação, desprendimento de vórtices e número de Strouhal, como em valores do coeficiente de arrasto. Existe uma boa analogia para $Re=200$, para inferir o comportamento do escoamento para valores mais elevados de Re na gama sub-crítica.

4.1.2 Desprendimento de vórtices

Como exposto anteriormente, os vórtices são formados nas camadas de corte, junto às paredes do cilindro e são emitidos de uma forma alternada. Um dos mecanismos que levam à formação e desprendimento de vórtices foi proposto em 1966 por Gerrard. Segundo o autor o fluido chega ao cilindro, contorna-o e antes de se desprender do corpo é assimilado por um vórtice. A velocidade induzida por este é tal que consegue também atrair uma porção do fluido que entra pela região da esteira do lado oposto. Inicialmente, o vórtice forma-se devido à energia de rotação fornecida pelas camadas de corte, alimenta-se do fluido que chega e quando atinge uma dada dimensão desprende-se da camada ao qual está ligado. O processo repete-se agora do lado oposto noutra camada de corte que já possui energia rotacional suficiente para formação de um novo vórtice. A figura 4.3 representa esquematicamente o mecanismo de formação.

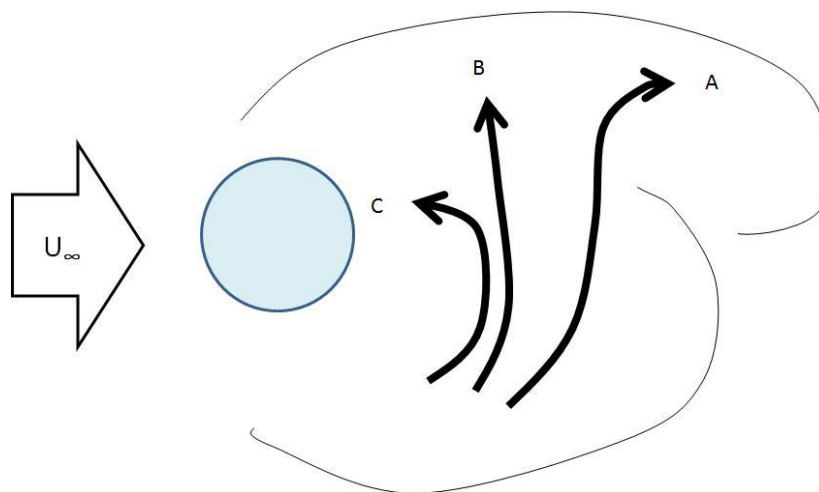


Figura 4.3 Mecanismo de formação adaptado de Meneghini (2002).

A análise da figura permite constatar que existem três direcções que o fluido segue na zona da esteira. Uma porção do fluido vai ser assimilada pelo vórtice, contribuindo para seu crescimento (porção A). Contudo, esta parcela é arrastada de uma zona oposta da camada de corte. Os vectores desta porção de fluido possuem vorticidade de sinal contrário relativamente ao vórtice em crescimento. Portanto esta porção diminui a intensidade deste vórtice. A parcela B percorre um caminho aparentemente neutro, atravessando de uma camada à outra, porém é responsável pela quebra e separação do vórtice. Quanto mais intenso este fluxo maior será o número de Strouhal. A porção C é a parcela que vai contribuir para o crescimento do novo vórtice, criando assim o referido efeito de desprendimento periódico.

Os vórtices sofrem difusão a partir do momento em que se desprendem. Uma típica esteira de “Von Kármán” é composta por pares dos vórtices emitidos a partir da esteira próxima ao cilindro e a difundirem-se no espaço. Contudo, experiências mostraram que por vezes, distante do cilindro, se forma uma segunda esteira, na qual o padrão difere bastante do habitual. Este fenómeno deve-se sobretudo às condições das extremidades do cilindro. Pequenas perturbações podem iniciar-se nesta zona e os vórtices são emitidos de forma oblíqua gerando assim estruturas tridimensionais que alteram a esteira ao longe (cem vezes o diâmetro do cilindro).

4.1.3 Forças dinâmicas

As forças que actuam sobre a estrutura são essencialmente o resultado da interacção do fluido com o corpo. A força pode ser dividida em duas parcelas: uma devido às tensões viscosas que surgem na parede do cilindro; uma outra devida à pressão. A parcela viscosa normalmente é pequena e torna-se cada vez mais desprezável com o aumento do Re .

Pode-se definir o coeficiente (arrasto e sustentação) de uma força adimensionalmente como:

$$C = \frac{F}{\frac{1}{2}\rho U_{\infty}^2 LD} \quad (12)$$

A força que se exerce sobre o cilindro é dividida em duas partes. Na direcção do escoamento em x_1 , esta força denomina-se força de arrasto e em x_2 , por força de sustentação. L é o comprimento do cilindro, neste caso, como é uma simulação bidimensional adopta-se um comprimento unitário. D e U_{∞} são o diâmetro do cilindro e a velocidade do escoamento não perturbado.

Para efeitos de análise estes coeficientes de força (C_d e C_l) são decompostos em uma componente média ($\overline{C_d}$, $\overline{C_l}$) e uma flutuação harmónica periódica, representada através do root mean square, denotado rms, C_{drms} e C_{lrms} , e definido pela relação seguinte:

$$C_{rms} = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^N (C_i - \overline{C})^2}}{N} \quad (13)$$

Em que C_i é o coeficiente instantâneo de arrasto ou sustentação, e \overline{C} o coeficiente médio e N o número de pontos de cálculo.

4.1.4 Número de Strouhal

Outra grandeza adimensional classicamente analisada é o número de Strouhal, St . Representa a frequência adimensional do desprendimento de vórtices segundo a relação:

$$St = \frac{f \times D}{U_{\infty}} \quad (14)$$

Onde f é frequência em Hz. Classicamente a frequência é determinada a partir da série temporal do coeficiente de sustentação. O número de St está intimamente relacionado com o carregamento dinâmico da estrutura, sendo que o seu conhecimento permite prever a falha de uma estrutura devido a fadiga. Este parâmetro é de grande importância pois as forças de arrasto ou sustentação podem ser previstas antecipadamente e a estrutura estar bem dimensionada para suportar esses esforços. Contudo o desprendimento alternado de vórtices implica um carregamento dinâmico e como tal provoca falha por fadiga do sistema. O conhecimento da frequência pode ainda permitir prever o efeito de ressonância.

4.2 Simulação usando FLUENT

Nesta secção são apresentados os resultados da simulação do escoamento em torno de um cilindro isolado, utilizando o programa FLUENT.

O domínio computacional, as características da malha e as condições limites possuem as mesmas características definidas na secção 3.4. A única ausência é a eliminação dos cilindros de controlo.

A validação do modelo (malha, esquemas, etc.) é assim realizada comparando com os resultados existentes na literatura.

A análise dos resultados do estudo é feita através dos coeficientes de arrasto (C_d) e de sustentação (C_l) e St . Os resultados obtidos das simulações são os sinais temporais do C_l e C_d . Através do programa TECPLOT de processamento gráfico observa-se que a periodicidade dos coeficientes é obtida só depois de uma parte transiente relativamente importante. O tratamento dos dados do C_d e C_l obtidos no FLUENT é feito através de um programa FORTRAN que calcula os esforços médios de arrasto e sustentação e os respectivos desvios padrão, o St é obtido após uma análise espectral. Na tabela 4.1 são apresentadas algumas características da malha utilizada.

Tabela 4.1 Características gerais da malha usada no FLUENT para o cilindro isolado.

Configuração	e/D	N_{ang} cilindro principal	r	Nº elementos
Cilindro isolado	0,0002	280	1,2	35579

O perímetro cilindro é discretizado por 280 nós (N_{ang}) com uma distância do primeiro nó à parede mil vezes menor que o diâmetro do cilindro ($e/D=0.0002$). A razão de crescimento (r) dos nós é de $r=1.2$ na direcção radial. A malha é composta de 35579 elementos.

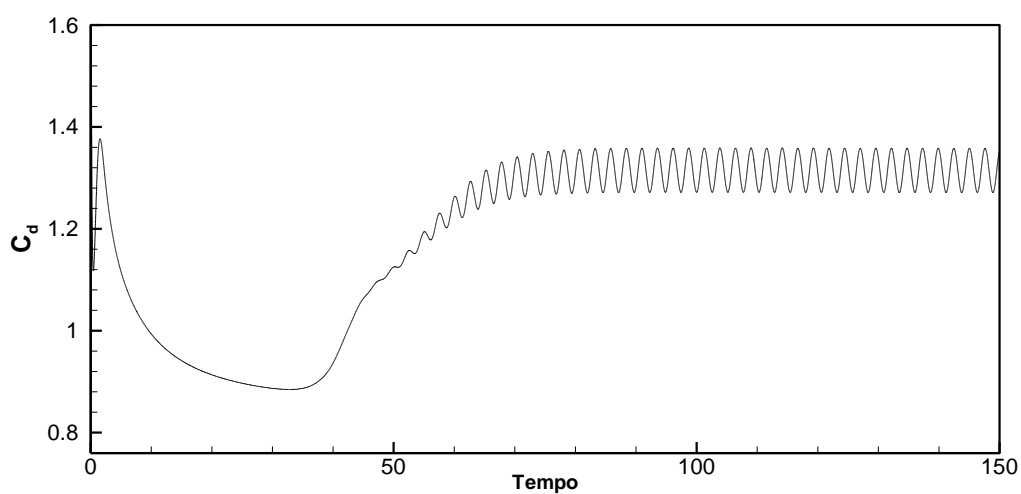


Figura 4.4 Série temporal do coeficiente de arrasto.

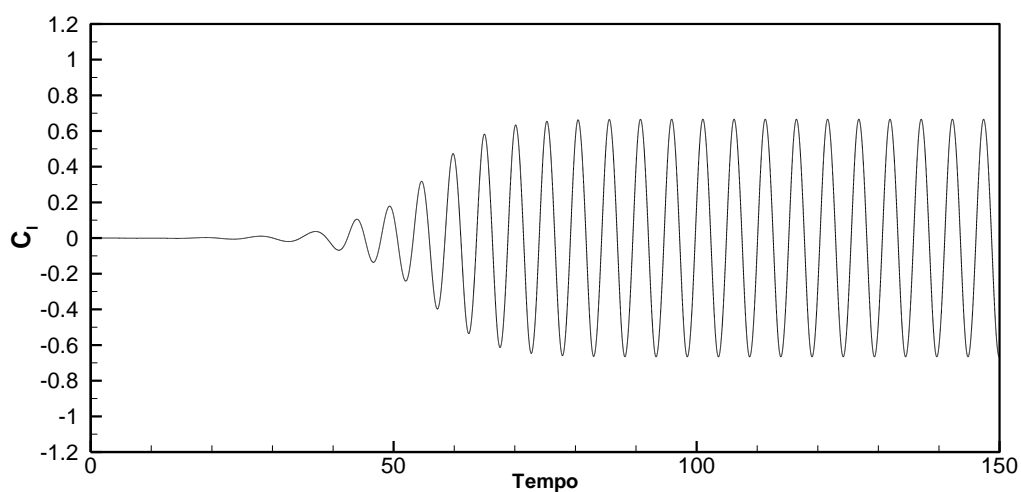


Figura 4.5 Série temporal do coeficiente de sustentação.

As figuras 4.4 e 4.5 representam a variação dos coeficientes de arrasto e sustentação no tempo. Como é possível observar o regime periódico é atingido depois de um tempo não dimensional de 80. Os resultados da presente simulação bem como os resultados obtidos por diferentes autores em relação ao coeficiente de arrasto médio, flutuação da sustentação e Strouhal encontram-se sumariados na tabela 4.2.

Tabela 4.2 Resultados obtidos por diferentes autores para o cilindro isolado.

Autores	L_b/D	St	C_d médio	$C_{l_{rms}}$
Presente	300	0,1942	1,3152	0,4708
Didier (2008)	140	0,1950	1,3186	0,4712
Didier (2008)	500	0,1943	1,3132	0,4691
Henderson (1995)	28	0,1970	1,3290	-
Rosenfeld (1994)	30	0,1970	1,3330	-
Lange (1997)	200	0,1949	1,3250	-
Persillon e Braza (1998)	-	0,1980	1,3220	-
Posdziech et al. (2007)	200	0,1946	1,3158	0,4712
Posdziech et al. (2007)	500	0,1943	1,3116	0,4692

Da tabela é possível verificar que a dimensão do domínio computacional é bastante importante na validação dos resultados. Comparando os resultados de Didier (2008) observa-se que, o aumento do domínio computacional reduziu o valor de Strouhal sendo que se aproxima bastante ao valor do presente estudo. Os mesmos resultados são inferidos a partir da análise feita por Posdziech et al. (2007).

Para os coeficientes de arrasto médio e de flutuação de sustentação é verificado que os valores presentes estão dentro da gama de valores esperados por Didier (2008) e Posdziech et al. (2007). O desvio máximo do coeficiente de arrasto médio apresenta um erro relativo de 1,35%, relativamente ao trabalho de Rosenfeld (1994). O erro relativo do rms da sustentação é inferior a 0,4% no pior caso.

Nas figuras 4.6 e 4.7 apresentam-se aspectos topológicos do escoamento. A sua análise permitir-nos-á concluir sobre certos fenómenos que são intrínsecos ao caso do cilindro isolado, e servem também de referência para o caso onde se introduzem mais corpos na esteira.

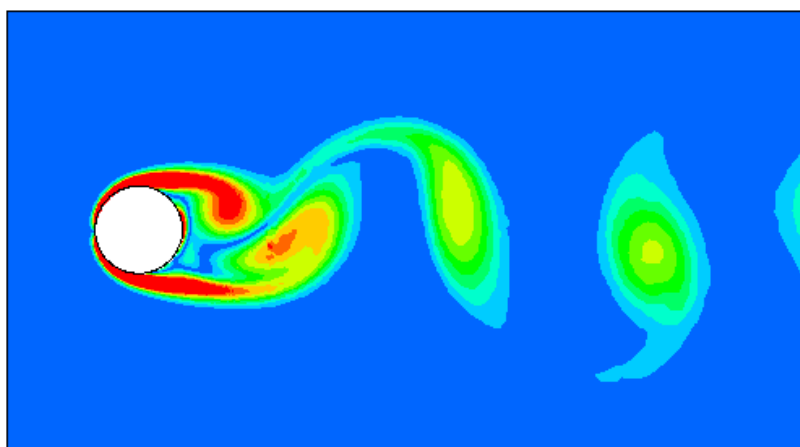


Figura 4.6 Vorticidade.

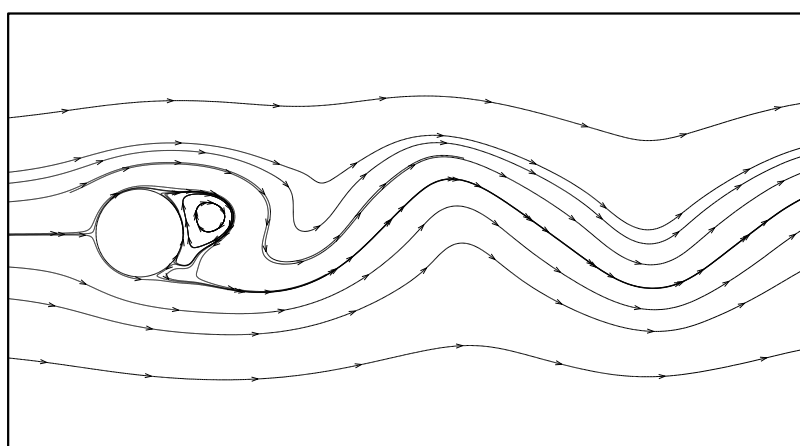


Figura 4.7 Linhas de corrente.

Da observação das figuras 4.6 e 4.7, é possível identificar um ponto de estagnação e dois pontos de separação. Um vórtice intenso forma-se imediatamente a jusante do cilindro, sendo que rapidamente perde a sua intensidade e se difunde lentamente pela esteira.

A magnitude da velocidade e o coeficiente de pressão apresentam-se nas figuras 4.8 a) e b) respectivamente. Estas são captadas para o mesmo instante das figuras 4.6 e 4.7.

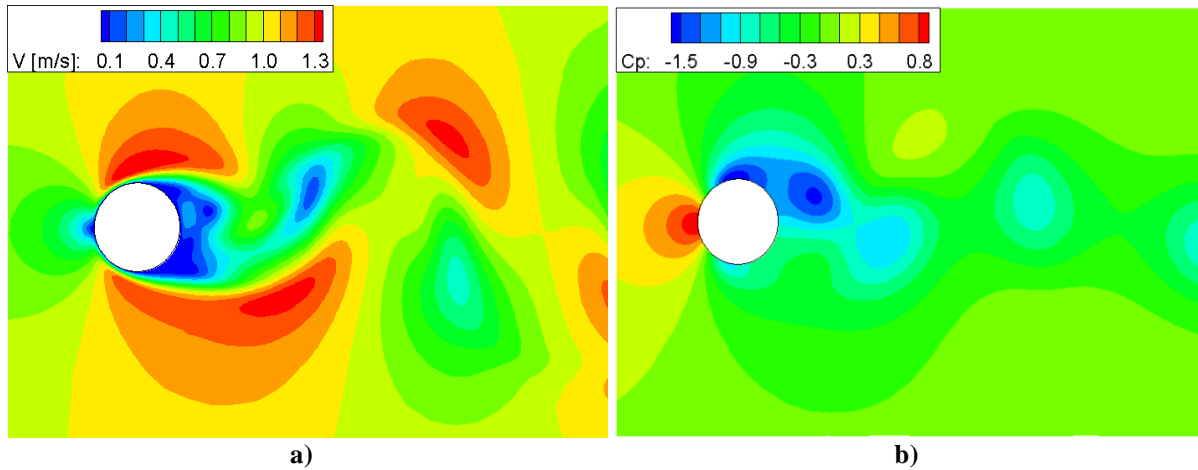


Figura 4.8 a) Intensidade da velocidade e b) Coeficiente de pressão.

Da análise da figura 4.8 a) e b) e da topologia do escoamento, conclui-se que na zona onde se forma o vórtice, o gradiente de pressão é fortemente adverso.

Nas camadas de corte é atingido o máximo da velocidade.

À medida que o vórtice difunde na esteira, a velocidade bem como o coeficiente de pressão tendem para valores de escoamento não perturbado: velocidade no infinito e pressão estática.

Outro fenómeno importante de realçar é a difusão do vórtice pela esteira. A medida que os vórtices são convectados para jusante, parecem crescer e enrolar-se, porém, passados alguns instantes apresenta um padrão estacionário no tempo. Apesar desta evolução temporal é necessário entender que a partir do momento que se desprende do cilindro o vórtice perde intensidade.

4.3 Simulação usando FullCReM

Nesta subsecção, a simulação numérica do escoamento em torno de um cilindro isolado é realizado usando o programa FullCReM. O código é baseado no MVF e utiliza uma técnica de resolução totalmente acoplada das equações de Navier-Stokes adaptada a malhas não estruturadas.

Este método de resolução totalmente acoplado provou ser uma boa alternativa aos métodos clássicos não acoplados. A principal vantagem do método consiste no aumento da robustez ligada ao tratamento implícito e global do acoplamento entre velocidade e a pressão. Permite assim uma convergência rápida dos resíduos não lineares tornando-se uma técnica inovadora e atractiva nas simulações de escoamento com carácter transitório.

As características gerais da malha para o FullCReM são apresentadas na tabela 4.3.

Tabela 4.3 Características gerais da malha usada no FullCReM para cilindro isolado.

Configuração	e/D	Nang cilindro principal	r	Nº elementos
Cilindro isolado	0.0010	220	1.05	31674

Os resultados das grandezas fundamentais apresentam-se na tabela 4.4 e apresentam-se os resultados obtidos com o FLUENT. Na tabela também se apresentam os erros associados às grandezas relativamente aos valores obtidos usando o FLUENT. De acordo com os resultados obtidos observa-se uma boa consistência entre os códigos, com um erro inferior a 0,5%.

Tabela 4.4 Resultados para o cilindro isolado usando os dois códigos.

	C_d	$E(C_d)\%$	C_{lrms}	$E(C_{lrms})\%$	St	$E(St)\%$
FullCReM	1.3162	0.08	0.4703	0.1	0.1947	0.25
FLUENT	1.3152	-	0.4708	-	0.19420	-

O acoplamento total entre velocidade e pressão traduz-se pela redução de tempo de cálculo. Normalmente no início de processo é necessário fazer várias iterações para poder resolver o sistema linear. Contudo este método inovador de resolução totalmente acoplado, permite reduzir esse número de iterações nessa fase inicial crítica, como é possível ver nas figuras

a seguir. Os resíduos convergem rapidamente poupando tempo de cálculo, conforme apresentado nas figuras 4.9 e 4.10.

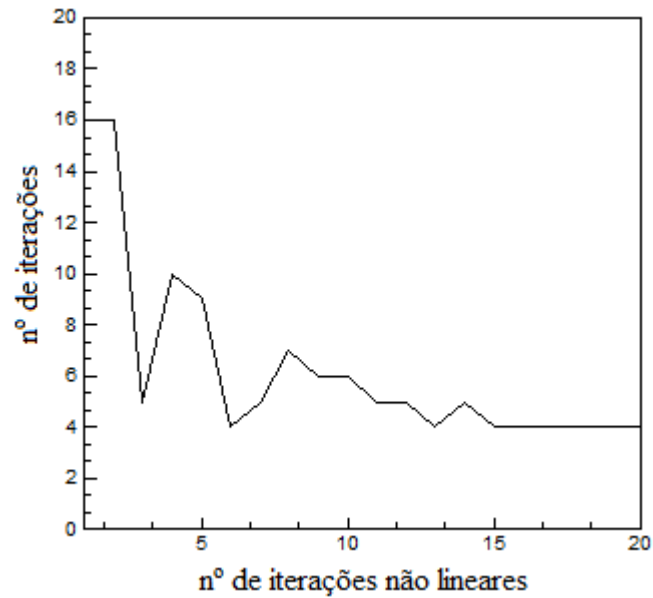


Figura 4.9 Número de iterações não lineares em cada iteração do método de resolução com acoplamento total entre velocidade e pressão (FullCReM) .

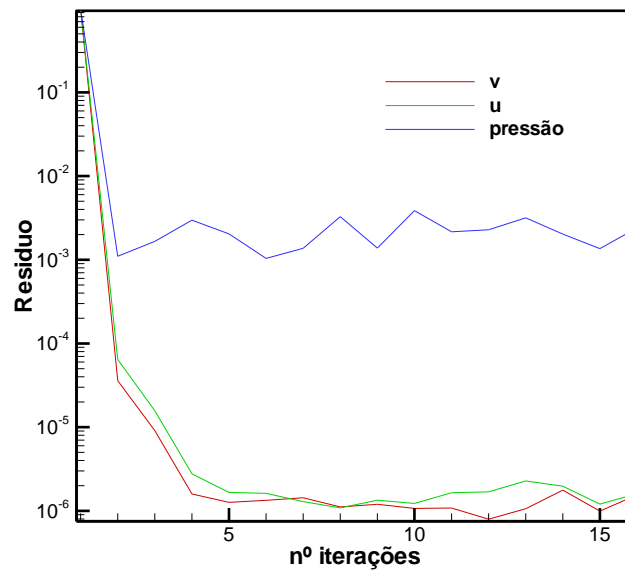


Figura 4.10 Resíduo para as iterações não lineares.

CAPÍTULO 5 ANÁLISE DA REDUÇÃO DOS ESFORÇOS NUM CONJUNTO DE TRÊS CILINDROS

5.1 Introdução

O escoamento ao redor de um conjunto de cilindros é um fenómeno estudado ao longo de anos por vários investigadores, sendo que na literatura o caso da configuração de um conjunto de três cilindros é pouco explorado. Esta configuração é o tema central deste trabalho. X_c/D representa a distância do centro do cilindro de controlo na direcção x_1 , em relação ao centro do cilindro principal. Y_c/D representa a distância do centro do cilindro de controlo na direcção x_2 , em relação ao centro do cilindro principal. Todas as distâncias estão adimensionalizadas pelo diâmetro do cilindro principal D . Os cilindros de controlo têm um diâmetro de $D/8$.

Três direcções de variação da posição dos centros dos cilindros de controlo são estudadas:

- Inicialmente é apresentada a variação de esforços, quando a posição do centro dos cilindros de controlo varia simetricamente mantendo a abcissa fixa ($X_c/D=0,5$).
- De seguida faz-se variar a posição dos cilindros de controlo na longitudinal (na direcção do escoamento) segundo um valor da ordenada fixa ($Y_c/D=0,6$).
- Para contemplar o efeito combinado é também feita uma variação segundo uma diagonal de 45° .

Ao contrário do estudo realizado por Kuo et al., 2009, é abrangido, neste trabalho, uma maior zona de estudo.

O estudo como referido anteriormente é realizado para $Re=200$, por apresentar similitude com o regime sub-crítico. A malha e o modelo numérico usados seguem os critérios apresentados no capítulo 3. Um dos parâmetros desta investigação é variar a posição relativa dos cilindros de controlo. Assim, quando esta distância aumenta, a malha é adaptada conservando uma discretização no espaço de forma a manter uma boa precisão dos resultados.

As várias configurações foram modeladas de acordo com os critérios apresentados no capítulo 3. As características gerais para estas simulações são as seguintes: a camada limite que se

utilizou é constituída por 240 nós em torno do cilindro principal ($N_{ang}=240$) e cerca de 200 nós nos cilindros de controlo; A distância do primeiro nó à parede e/D , é igual a 0,0002; A razão de crescimento, r , dos elementos é de 1,2. Com estas características, a malha, para a configuração ($X_c/D=0,5$; $Y_c/D=0,5$) é constituída por cerca de 80 000 elementos. A figura 5.1 apresenta um detalhe da malha nas proximidades do cilindro de controlo superior e do cilindro principal.

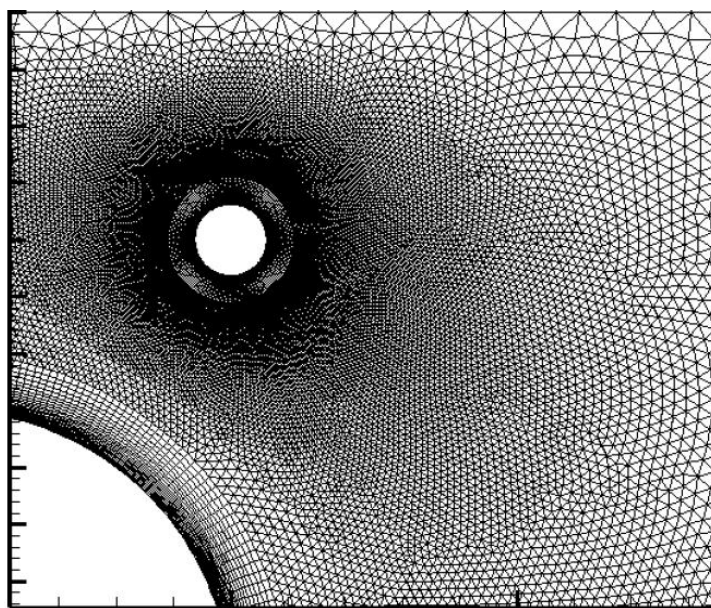


Figura 5.1 Pormenor da malha junto aos cilindros ($X_c/D=0,5$; $Y_c/D=0,5$).

Denota-se por cilindro de controlo superior e cilindro de controlo inferior os cilindros que se encontram do lado positivo e negativo do eixo x_2 , respectivamente.

As simulações são realizadas com o programa FLUENT, sendo que para cada caso o tempo de cálculo num computador com a CPU 3.2GHZ foi de aproximadamente 72 horas.

5.2 Análise de resultados segundo a transversal ao escoamento ($X_c/D=0,5$; Y_c/D)

Nesta primeira parte, a análise dos resultados é realizada segundo a direcção transversal ao escoamento, mantêm-se fixo X_c/D em 0,5 e varia-se a posição dos centros dos cilindros de controlo em Y_c . Com base na análise realizada para o escoamento em torno de um cilindro isolado, (capítulo 4), pode-se inferir a priori que para esta distância, encontra-se uma zona de

esteira bastante agitada, não só pelos gradientes de pressão e velocidade, mas também porque é nesta zona que se inicia a formação dos vórtices.

A seguir apresentam-se as variações dos esforços de arrasto e sustentação, assim como do número de St para as várias posições em Y_c dos cilindros de controlo. Nas várias figuras apresentadas, a linha descontínua indica o valor relativo a um cilindro isolado, (nos casos em que é possível), obtidos no capítulo 4.

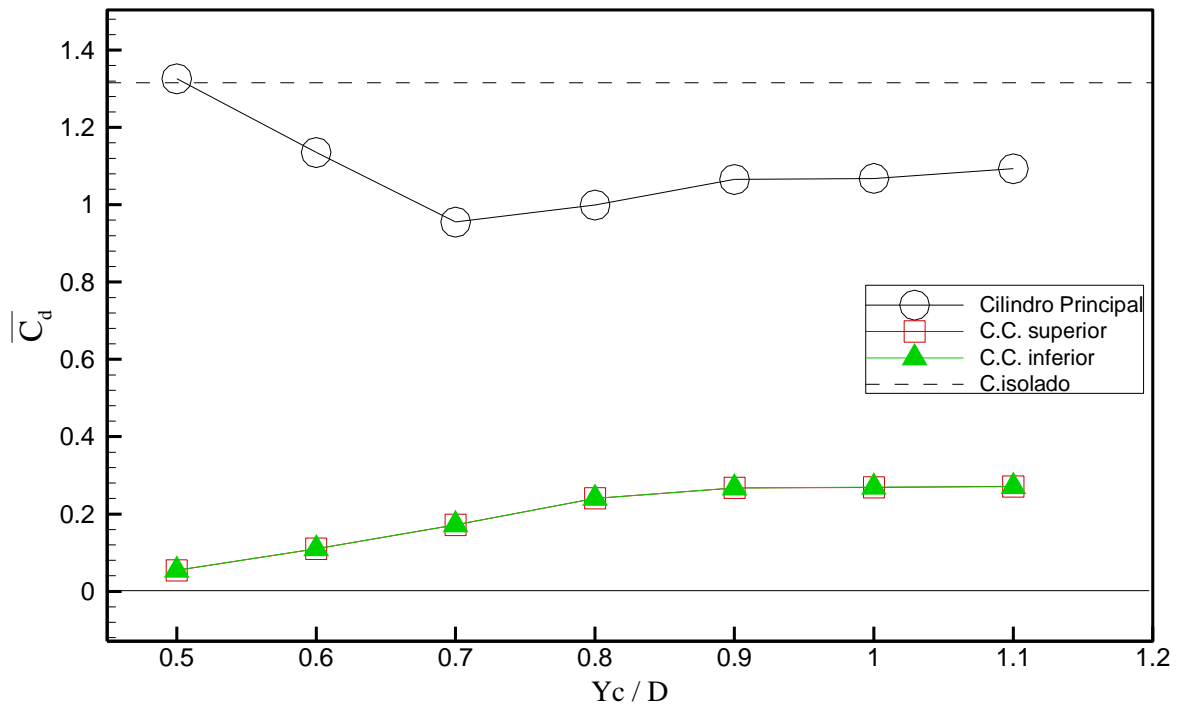


Figura 5.2 Variação do coeficiente de arrasto médio ($X_c/D=0,5$; Y_c/D).

A figura 5.2 apresenta a variação do $\overline{C_d}$ em função de Y_c/D . Da análise da figura, verifica-se que para a localização mais próxima do cilindro de controlo e do cilindro principal, o coeficiente de arrasto médio no cilindro principal apresenta valores ligeiramente superiores ao caso do cilindro isolado, cerca 0,8%. Este resultado foi encontrado também por Kuo et al. (2009). Vários factores contribuem para este resultado. Esta zona é extremamente instável e apresenta fortes gradientes de pressão aliados à movimentação e formação de vórtices. No entanto esta formação dos vórtices é perturbada pela presença dos cilindros de controlo, e o escoamento é alterado no espaço entre os cilindros de controlo e o cilindro principal. Há diferenças de pressões acentuadas nos dois lados opostos do cilindro, contribuindo assim para um coeficiente de arrasto

superior ao caso do cilindro isolado. A visualização da topologia do escoamento e dos contornos de vorticidade, apresentados mais adiante, evidencia este facto.

Na região entre $0,6 < Y_c/D < 1,0$, o coeficiente é mais baixo relativamente ao cilindro isolado. Para valores superiores 1.0 o coeficiente tende assintoticamente para valores do cilindro isolado. Isto é intuitivo pois o afastamento dos cilindros de controlo na transversal implica que a esteira cada vez é menos perturbada. O efeito de controlo se atenua e é menos sentido pelo cilindro principal.

Em relação aos cilindros de controlo, na figura 5.2, as curvas estão sobrepostas o que se deve à simetria do escoamento. A tendência dos esforços é relativamente linear até $Y_c/D=0,8$. Consoante o afastamento dos cilindros de controlo do cilindro principal, gradualmente a corrente incidente sobre estes vai aumentando de magnitude, provocando maiores esforços de arrasto. A figura 5.3 apresenta a variação do coeficiente de sustentação médio em função de Y_c/D .

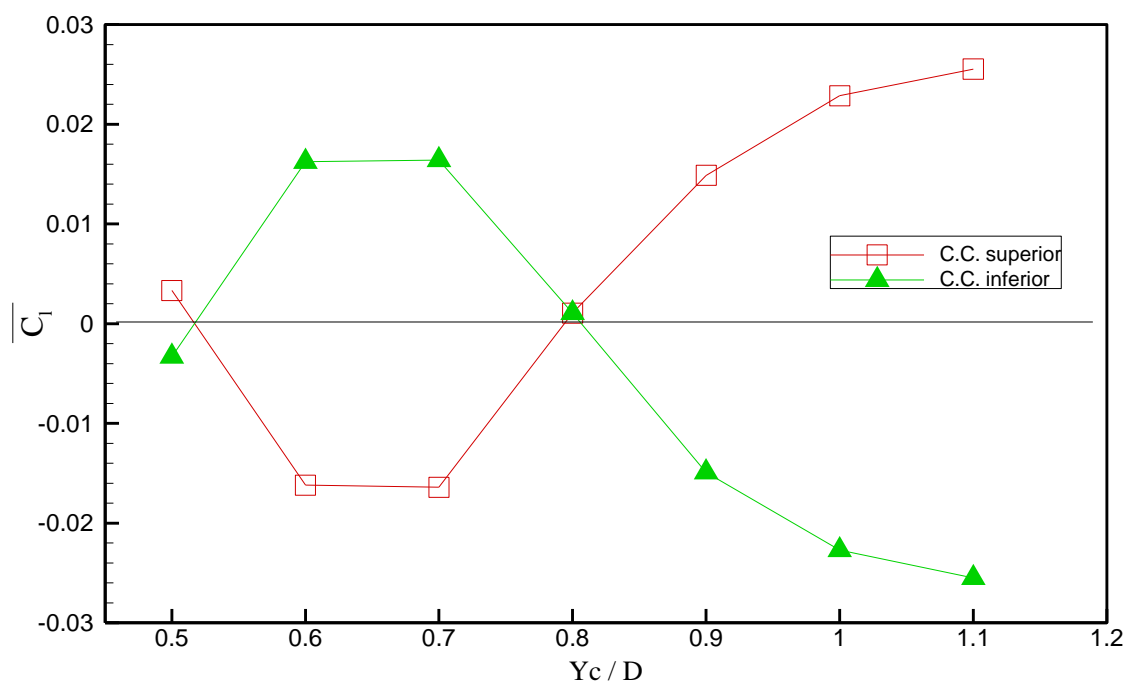


Figura 5.3 Variação do coeficiente de sustentação médio ($X_c/D=0,5$; Y_c/D).

É de notar que o $\overline{C_l}$ para o cilindro principal é nulo, por isso não é representado na figura. A variação da sustentação é surpreendente. Existem fenómenos de atracção e repulsão entre os cilindros de controlo e o cilindro principal em função das suas posições. Quando se encontram nas imediações do cilindro principal, $Y_c/D=0,5$, existe uma força de repulsão entre os cilindros de controlo e o cilindro principal. A seguir e até à posição $Y_c/D=0,8$, exerce-se uma força de

atração. Neste intervalo de posições, os coeficientes mantêm-se constantes. Esta zona torna-se de grande interesse pois revela uma região do escoamento relativamente estável. Esta afirmação é ainda suportada pela queda acentuada do coeficiente de arrasto no cilindro principal, conforme a figura 5.2. Para $Y_c/D=0,8$ nota-se de novo a inversão das forças figura 5.3.

Para $Y_c/D > 0,8$, o efeito de repulsão, aumenta gradualmente no intervalo de estudo.

As figuras 5.4 e 5.5 apresentam a variação do coeficiente de arrasto rms e sustentação rms, respectivamente.

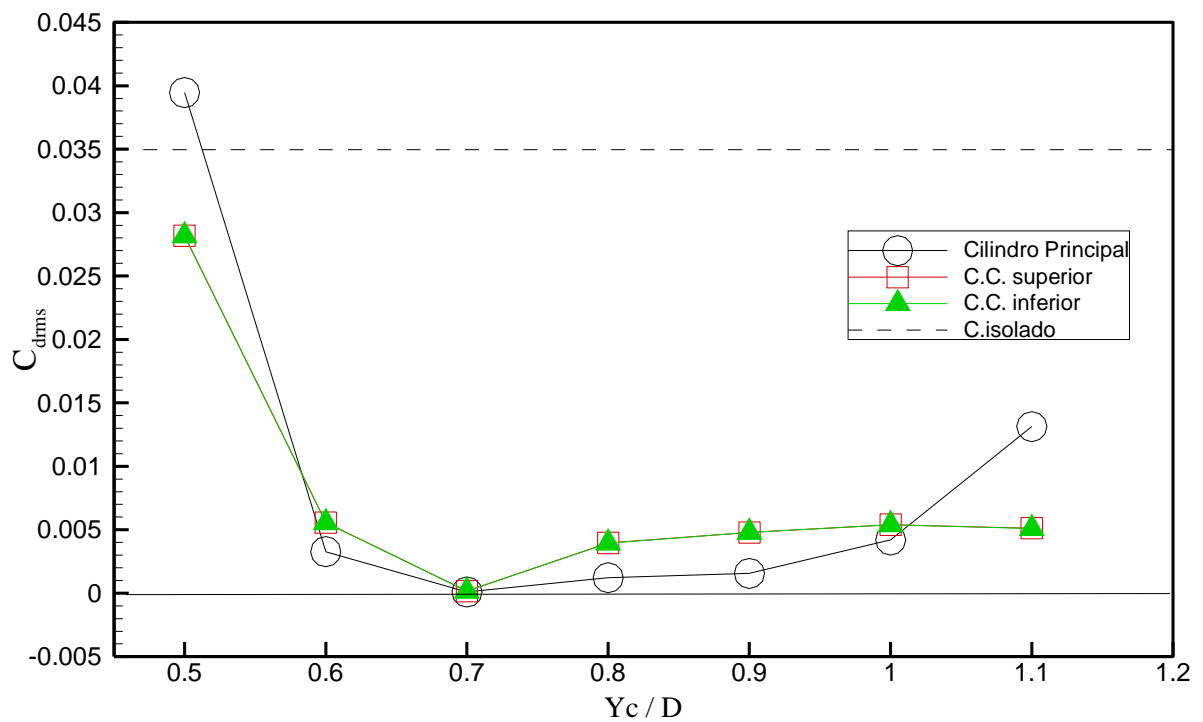


Figura 5.4 Variação do coeficiente de arrasto rms ($X_c/D=0,5$; Y_c/D).

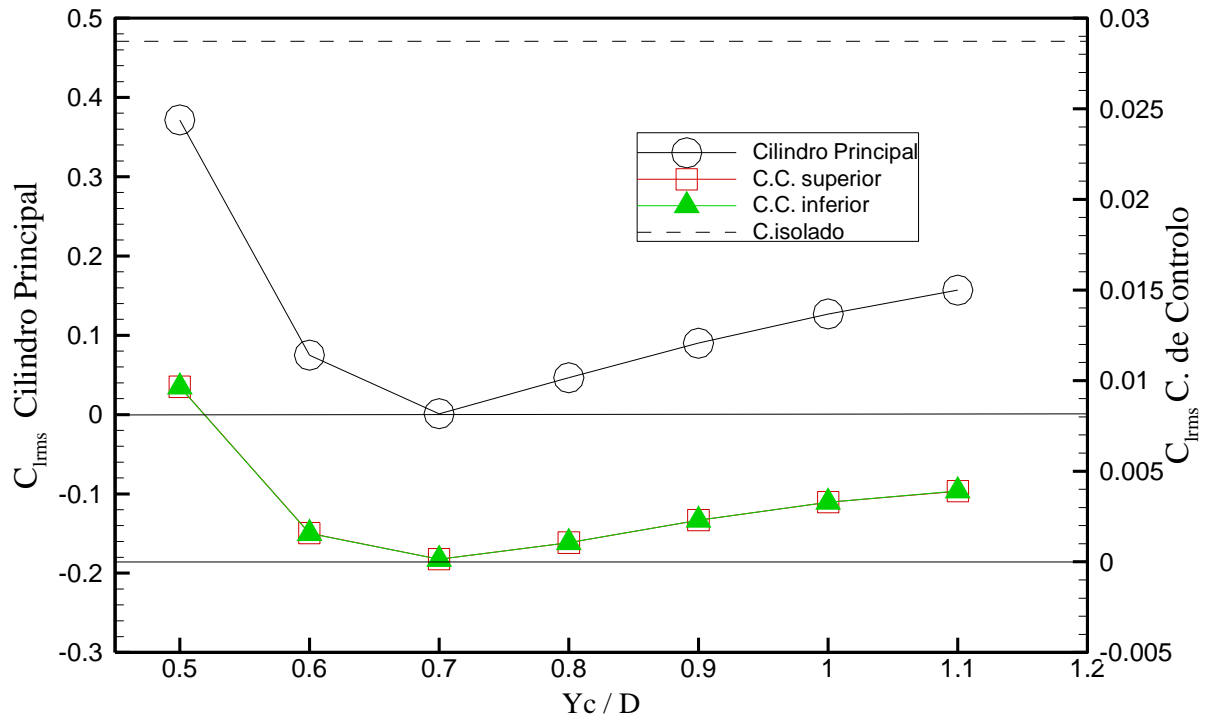


Figura 5.5 Variação do coeficiente de sustentação rms ($X_c/D=0,5$; Y_c/D).

Observa-se uma tendência similar do C_{drms} e $C_{l_{rms}}$ para os cilindros de controle e cilindro principal. Existe uma redução da flutuação dos coeficientes até atingir um mínimo em $Y_c/D=0,7$ seguindo de um aumento gradual.

Verifica-se também que para $Y_c/D=0,5$, os esforços flutuantes são maiores e o C_{drms} do cilindro principal é superior ao do cilindro isolado, tal como o coeficiente de arrasto médio.

Para $Y_c/D=0,7$ os esforços flutuantes são aproximadamente nulos para o cilindro principal e cilindros de controle. Isto significa que o escoamento, nas proximidades do grupo de cilindros é quase estacionário. Porém a figura 5.6, revela que o St não é nulo (0,13). Isso implica que as respectivas esteiras, do cilindro principal e cilindros de controle, apresentam oscilações, induzidas pela variabilidade da esteira (figura 5.7 c) e d)). Para $Y_c/D > 0,7$, os esforços flutuantes aumentam consideravelmente. No entanto os valores de C_{drms} e $C_{l_{rms}}$ são significativamente inferiores aos do cilindro isolado.

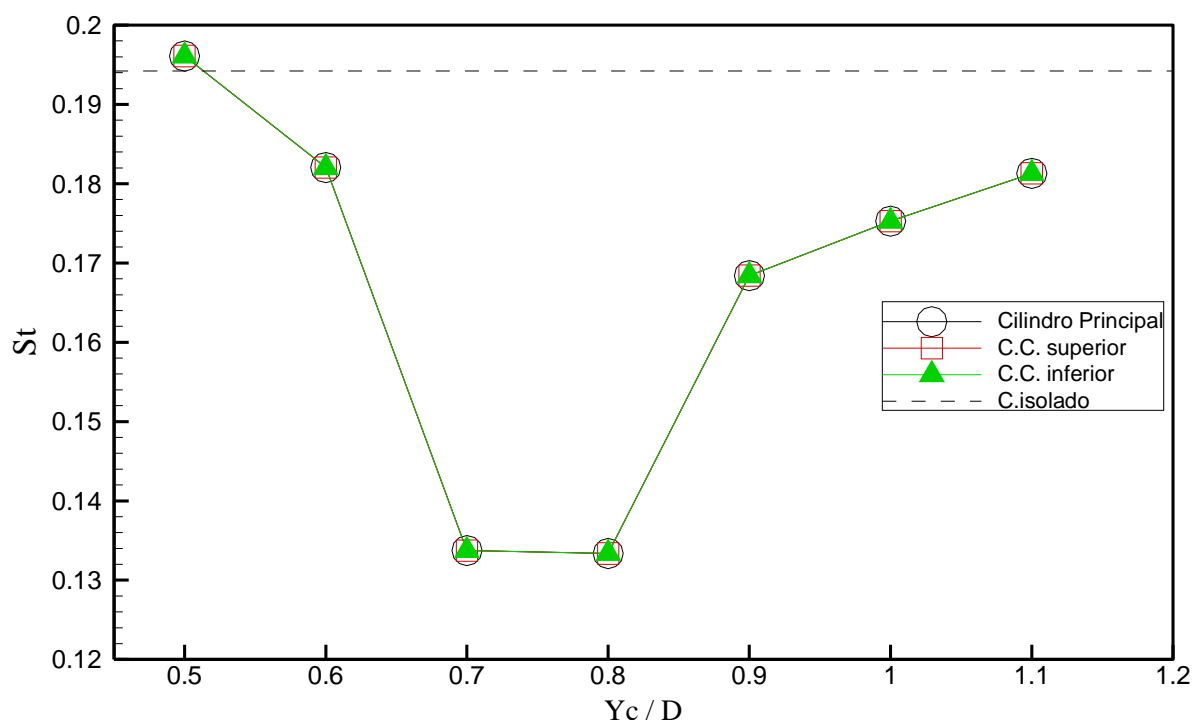


Figura 5.6 Variação do número de Strouhal ($X_c/D=0,5$; Y_c/D).

A figura 5.6 apresenta a variação do número de St em função de Y_c/D . O St é determinado pela análise espectral a partir da série temporal do C_l dos respectivos cilindros. Nota-se que o St é o mesmo para os três cilindros. Este resultado também se observa para o caso de cilindros em tandem (Alam et al., 2003; Didier, 2009). Como indicado anteriormente a posição $Y_c/D=0,5$ é desfavorável para o coeficiente de arrasto médio e flutuação dos esforços. Para esta configuração o St é maior que para um cilindro isolado, 0,1961 contra 0,142. O mínimo de St encontra-se no intervalo entre $0,7 < Y_c/D < 0,8$. Estas posições correspondem às configurações que também apresentam esforços mínimos. A partir do St de Y_c/D superiores a 0,8 o efeito de controlo é gradualmente perdido e tende para o valor de cilindro isolado.

Configurações: $Y_c/D=0,5$, $Y_c/D=0,7$ e $Y_c/D=0,8$

Tal como é indicado pelo gráfico do número de Strouhal, estas configurações são particularmente interessantes devido aos esforços causados.

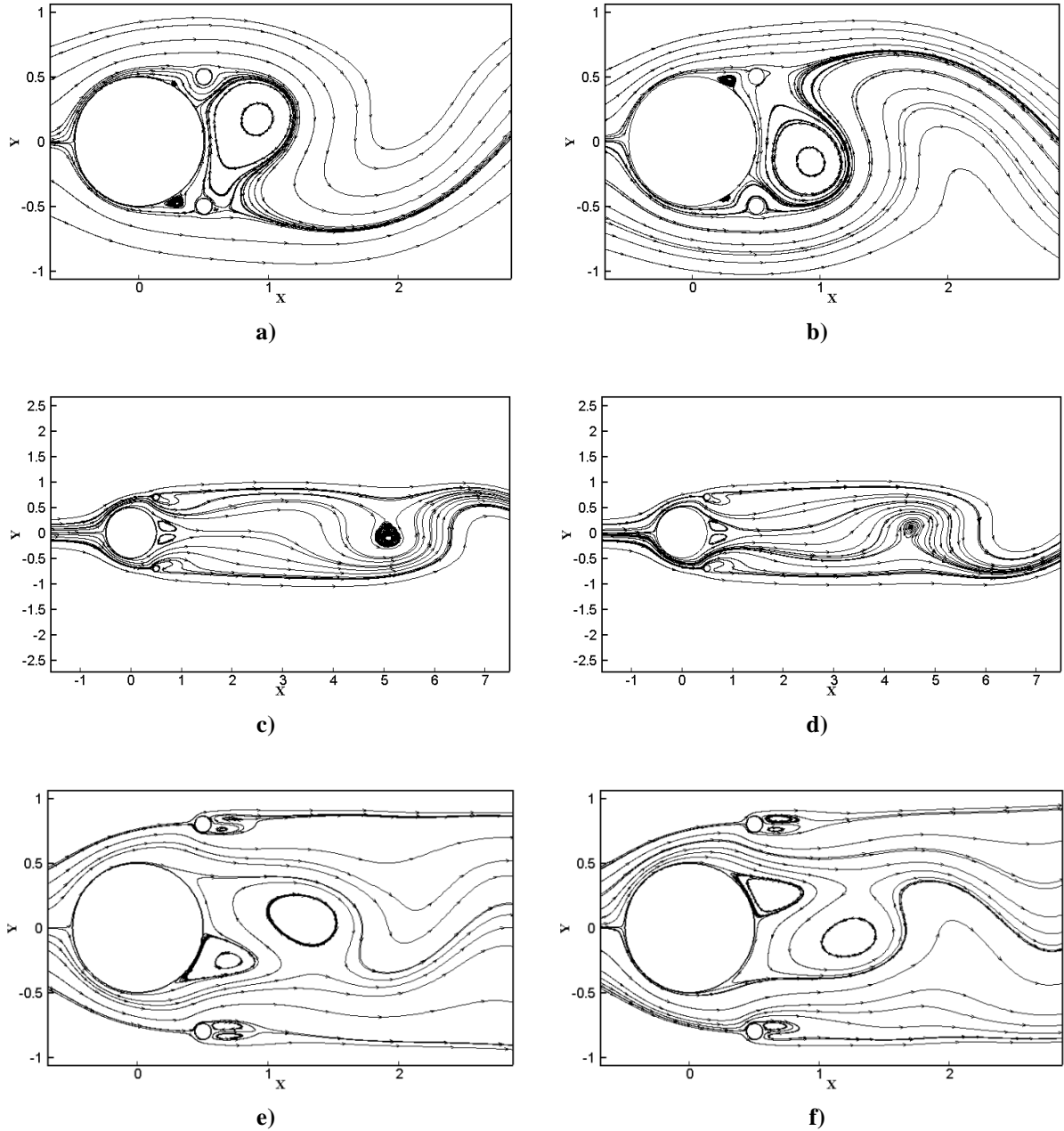


Figura 5.7 Topologia do escoamento para $(X_c/D=0,5; Y_c/D=0,5)$: a) $t=0T$ e b) $t=T/2$; $(X_c/D=0,5; Y_c/D=0,7)$ c) $t=0T$ e d) $t=T/2$; $(X_c/D=0,5; Y_c/D=0,8)$ e) $t=0T$ e f) $t=T/2$.

Na figura 5.7 estão representadas as linhas de corrente para as configurações $Y_c/D=0,5$, $Y_c/D=0,7$ e $Y_c/D=0,8$ para dois instantes de um período completo, $t=0T$ e $t=T/2$. Deste modo, é possível observar claramente a oposição de fase na formação dos vórtices.

Para a primeira configuração, $Y_c/D=0,5$, observa-se que existem duas perturbações que se formam nas paredes do cilindro principal localizadas a 135° do ponto de estagnação. Estas recirculações oscilam consoante a posição da formação de um novo vórtice. A extensão da bolha

de recirculação, atinge o seu máximo sempre em contra fase ao ponto de formação do novo vórtice. O movimento das bolhas de recirculação faz deslocar os pontos de separação na superfície do cilindro em cerca de dois graus. Isto explica os valores elevados das flutuações dos coeficientes de arrasto e sustentação para o cilindro principal. Nota-se igualmente que estas bolhas de recirculação não se separam do cilindro principal.

Na configuração $Y_c/D=0,7$, forma-se uma estrutura simétrica, com duas bolhas de recirculação contra rotativas relativamente estáveis, na esteira imediata do cilindro principal. Esta provoca um atraso na formação dos vórtices que se formam a uma distância de $4.5D$ do cilindro. Devido à simetria a jusante do cilindro, não existe oscilação nos pontos de separação, razão pela qual os esforços flutuantes tornam-se mínimos para todos os cilindros, inclusive no cilindro principal. O valor de C_{drms} é quase o mesmo para os três cilindros. A topologia do escoamento indica também que o escoamento contorna os cilindros de controlo. Apenas se observa uma pequena recirculação a jusante dos cilindros de controlo que aparece e desaparece, não verificando-se o desprendimento de vórtices.

A última configuração apresentada é $Y_c/D=0,8$. Nela o fluido que passa pelo espaço entre os cilindros obriga a uma uniformização do escoamento. Este fenómeno induz formação de vórtices de maior comprimento e menos intensos na esteira, em contraste com a primeira configuração ($Y_c/D=0,5$). Assim verifica-se uma diminuição eficaz nos esforços flutuantes em todos os cilindros. Os cilindros de controlo, que apresentavam um ponto de separação e outro de estagnação, para as configurações anteriores, apresentam dois pontos de separação com duas pequenas bolhas de recirculação relativamente estacionárias na sua esteira, criando assim uma sustentação nula como indicado na figura 5.3.

A adição de cilindros de controlo provoca sempre um ligeiro aumento de pressão na zona da esteira, o que implica um coeficiente de arrasto sempre menor que de um cilindro isolado. Exceptuando a configuração $Y_c/D=0,5$ onde o coeficiente de arrasto é maior que o de um cilindro isolado.

As figuras 5.8, 5.9 e 5.10 apresentam a variação temporal dos coeficientes de arrasto e sustentação para: ($X_c/D=0,5$; $Y_c/D=0,5$), ($X_c/D=0,5$; $Y_c/D=0,7$) e ($X_c/D=0,5$; $Y_c/D=0,8$) respectivamente. As séries temporais dos coeficientes de C_d e C_l seguem um comportamento do tipo sinusoidal.

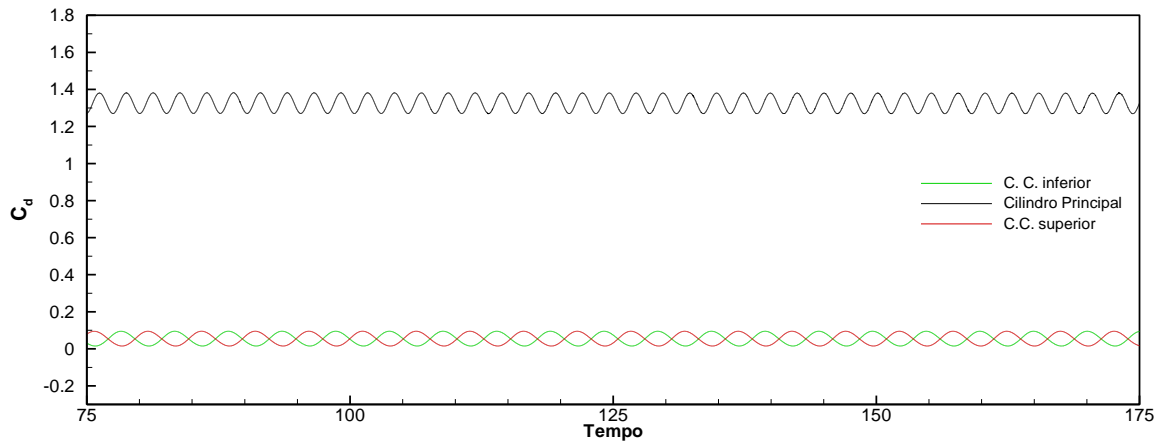
Os coeficientes de arrasto nos cilindros de controlo estão sempre em anti-fase. O coeficiente de sustentação possui um comportamento diferente conforme a distância ao cilindro principal. As séries temporais estão em anti-fase no primeiro caso, onde os cilindros de controlo são próximos de cilindro principal. Atingindo a fase no ultimo caso, conforme aumenta a distância entre os cilindros de controlo e o cilindro principal.

Para a primeira configuração, ($X_c/D=0,5$; $Y_c/D=0,5$), devido à disposição dos cilindros de controlo, existe uma dinâmica importante dos vórtices libertados pelo cilindro principal, que interagem fortemente com os cilindros de controlo. Verifica-se na figura 5.8 b) que o coeficiente de sustentação apresenta um padrão não regular quando comparado às outras configurações.

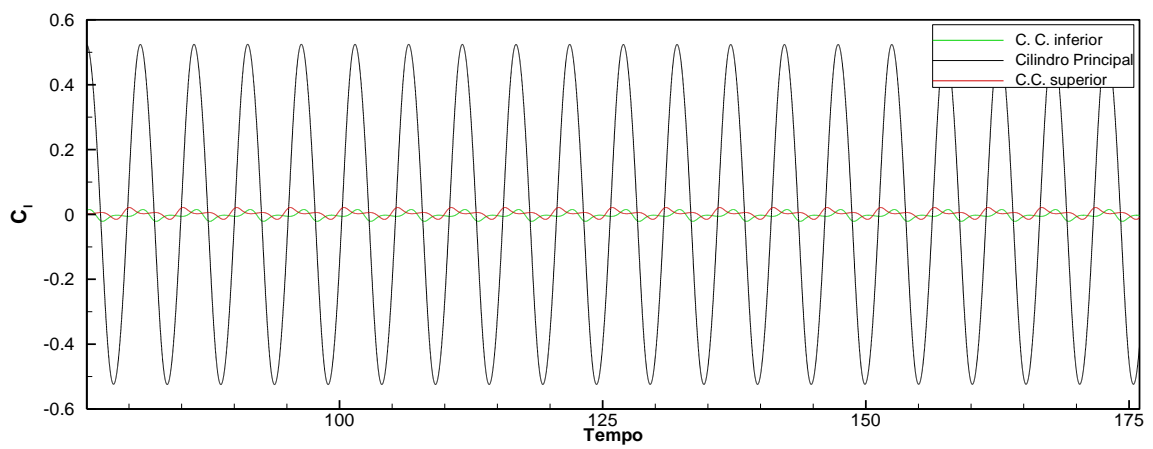
Pode-se verificar que o esforço de sustentação total é constituído essencialmente pelo cilindro principal.

Para a segunda configuração ($X_c=0,5$; $Y_c=0,7$), o C_d para o cilindro principal é quase constante. Os cilindros de controlo apresentam nesta configuração um comportamento diferente no esforço de arrasto. É também para esta configuração que o C_d é o mais baixo no cilindro principal. Nos cilindros de controlo, existe uma força de sustentação, positiva para o cilindro de controlo inferior e negativa para o outro. O C_l no cilindro principal é quase nulo, tanto em valor médio como flutuação.

Na última configuração ($X_c/D=0,5$; $Y_c/D=0,8$) o coeficiente de arrasto apresenta de novo uma flutuação. O valor é ainda inferior ao de um cilindro isolado, mas os esforços nos cilindros de controlo aumentam. Como referido anteriormente, o coeficiente de sustentação nos cilindros de controlo estão em fase.

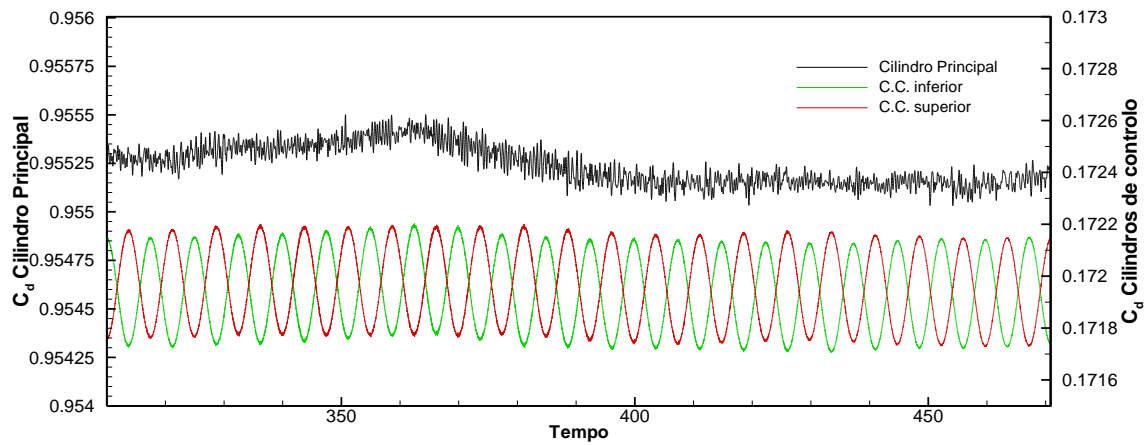


a)

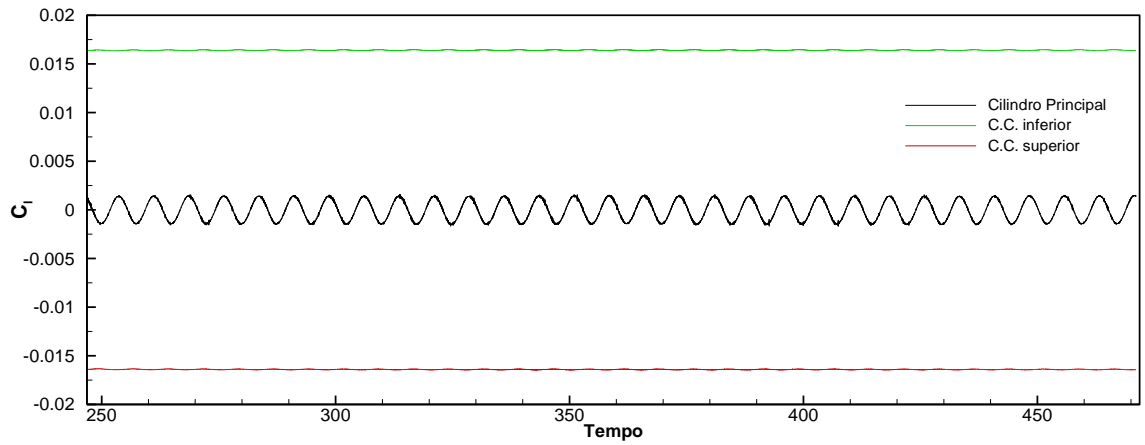


b)

Figura 5.8 Coeficiente de a) arrasto e b) sustentação ($X_c/D=0,5$; $Y_c/D=0,5$).

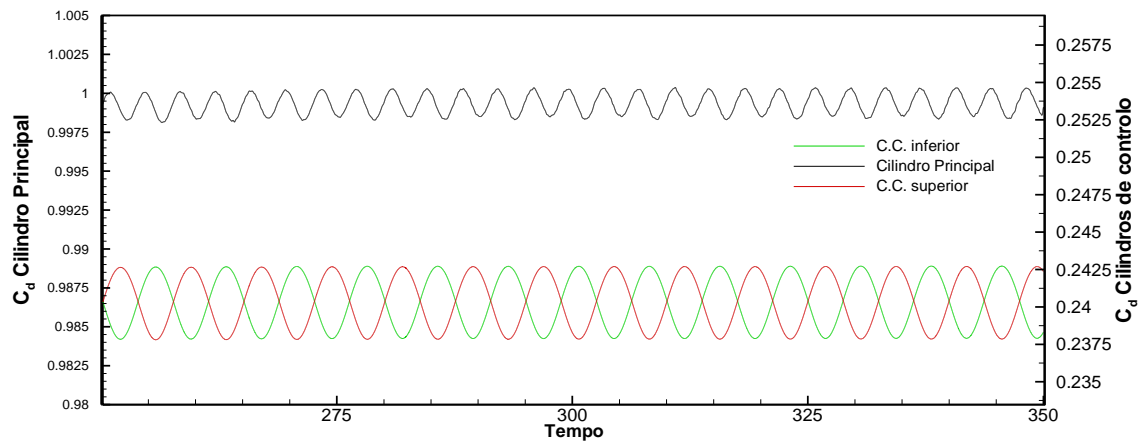


a)

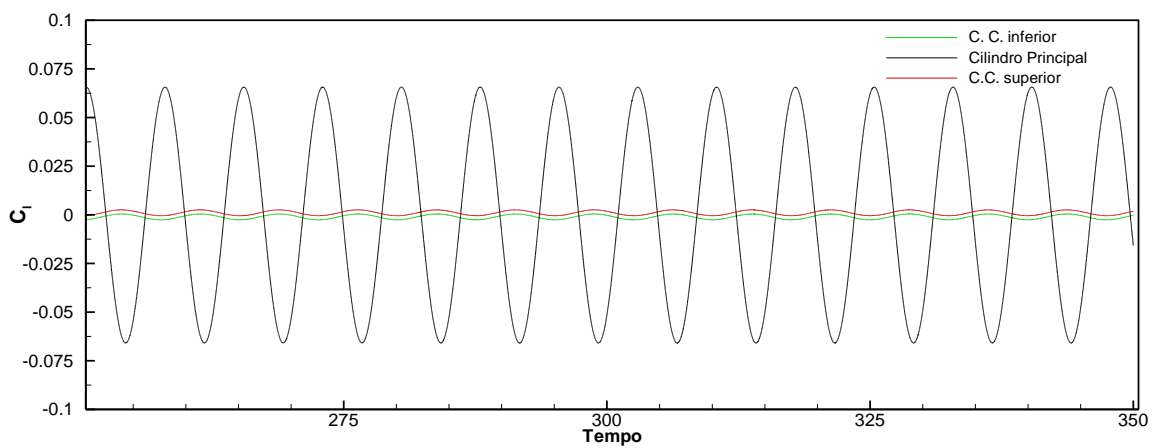


b)

Figura 5.9 Coeficiente de a) arrasto e b) sustentação ($X_c/D=0,5$; $Y_c/D=0,7$).



a)



b)

Figura 5.10 Coeficiente de a) arrasto e b) sustentação ($X_c/D=0,5$; $Y_c/D=0,8$).

5.3 Análise de resultados segundo a direcção do escoamento (X_c/D ; $Y_c/D=0,6$)

A segunda análise consiste em manter $Y_c/D=0,6$ e variar a posição das abcissas para os dois cilindros de controlo. A posição dos cilindros induz uma interacção directa com a camada deslizando proveniente do cilindro principal. Assim previu-se que, neste caso, a influência dos cilindros de controlo seja sentida para distâncias maiores (entre o cilindro principal e os cilindros de controlo), do que na configuração anterior onde a posição dos cilindros de controlo variou na transversal. Ou seja, para qual a influência dos cilindros de controlo no cilindro principal atenua-se rapidamente com o aumento da distância entre os respectivos cilindros.

As figuras 5.11 até 5.15 apresentam a variação das grandezas fundamentais no cilindro principal e nos dois cilindros de controlo em função da distância entre os centros dos cilindros de controlo e o centro do cilindro principal.

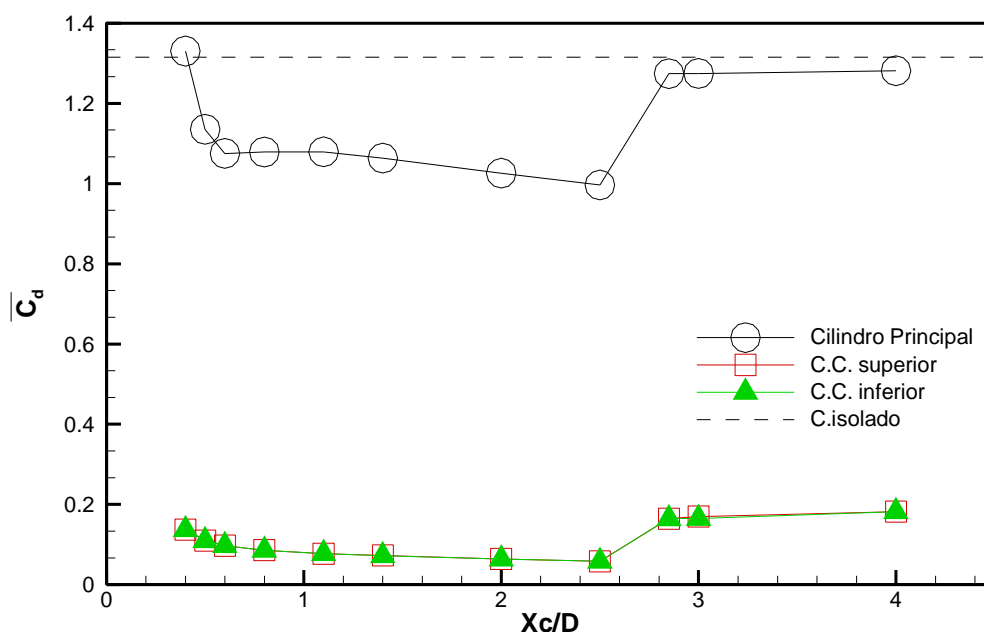


Figura 5.11 Variação do coeficiente de arrasto médio (X_c/D ; $Y_c/D=0,6$).

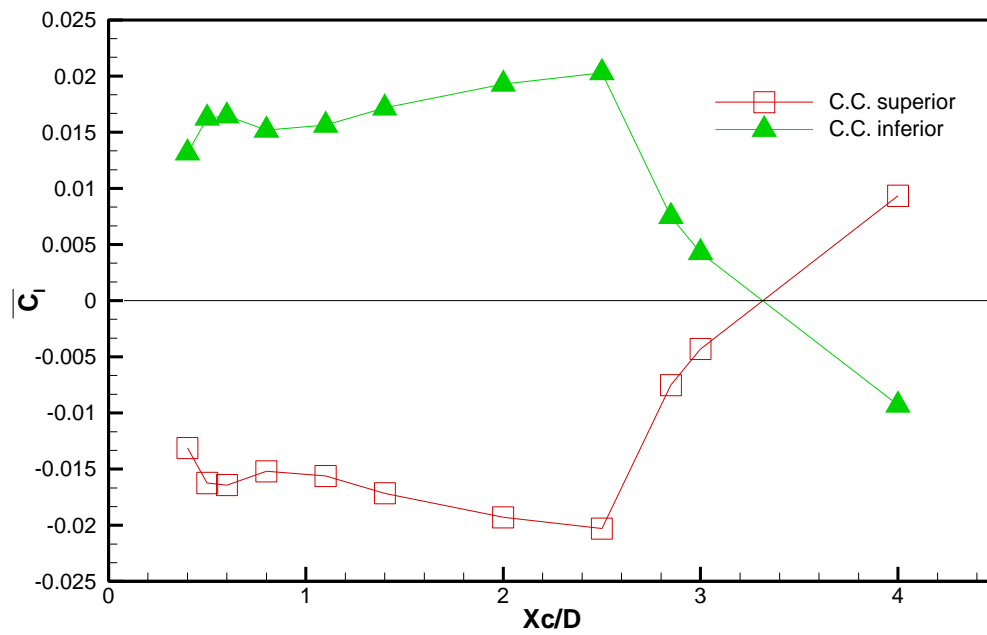


Figura 5.12 Variação do coeficiente de sustentação médio (X_c/D ; $Y_c/D=0,6$).

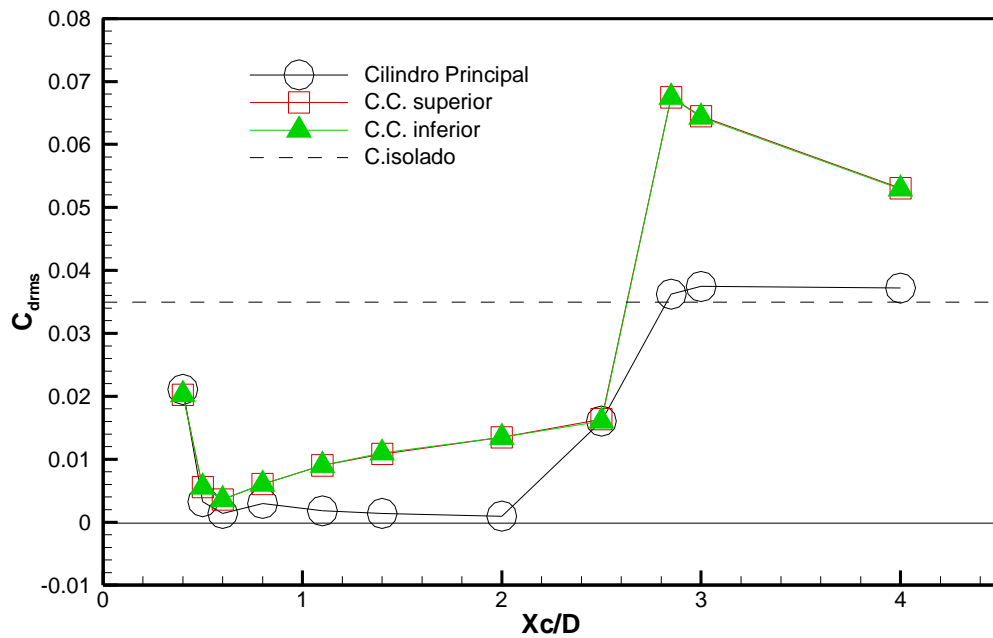


Figura 5.13 Variação do coeficiente de arrasto rms (X_c/D ; $Y_c/D=0,6$).

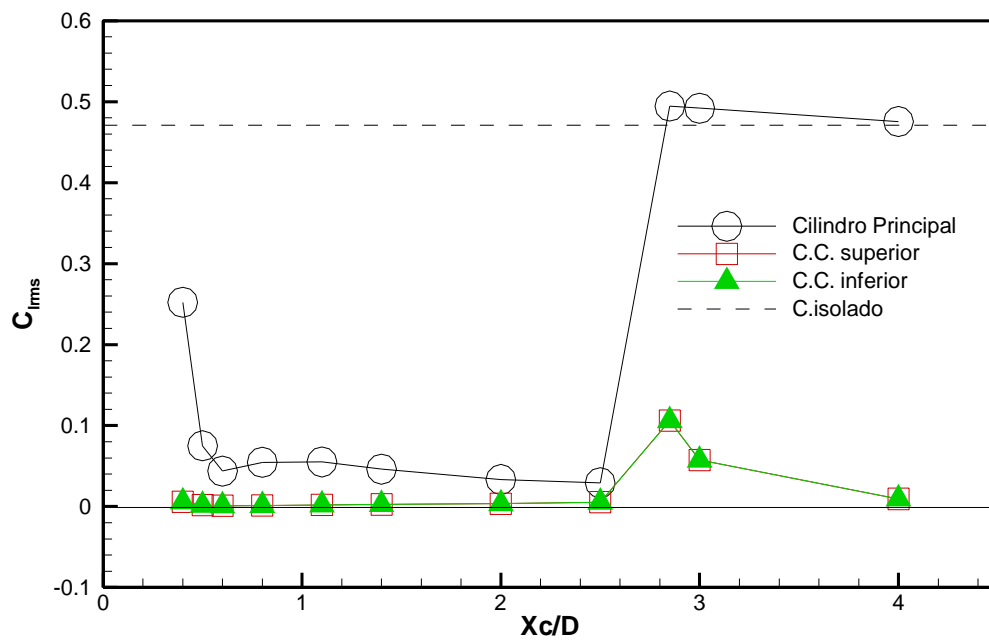


Figura 5.14 Variação do coeficiente de sustentação rms (X_c/D ; $Y_c/D=0,6$).

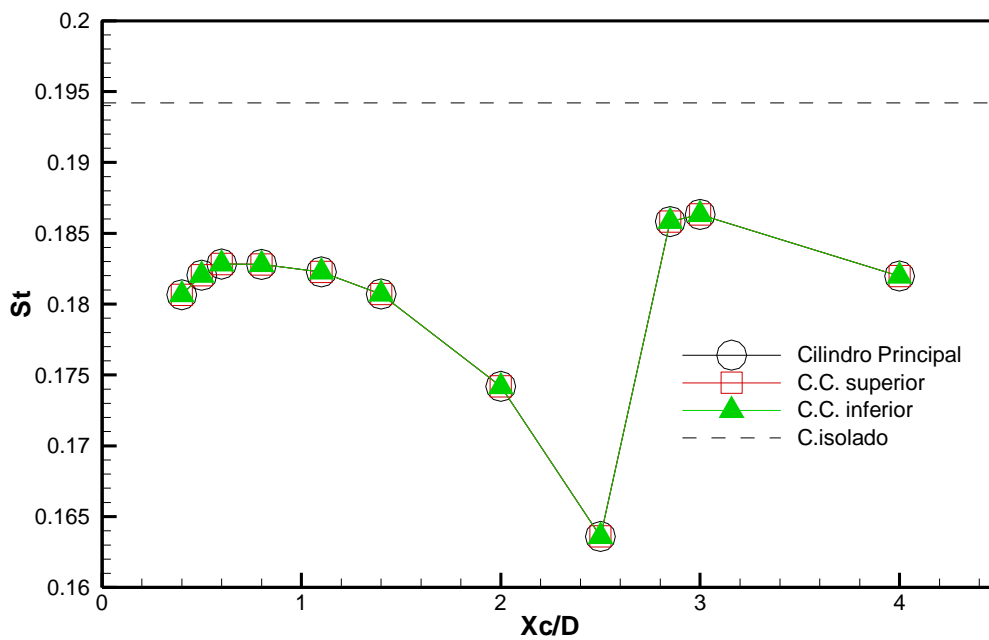


Figura 5.15 Variação do número de Strouhal (X_c/D ; $Y_c/D=0,6$).

Observa-se em todas as figuras, 5.11 até 5.15, um salto relativamente acentuado de todas as grandezas fundamentais, no cilindro principal e nos cilindros de controlo, que se produz para X_c/D entre 2,5 e 2,8. Esta distância entre os centros do cilindro principal e dos cilindros de controlo corresponde a uma distância crítica, L_c , na qual ocorre uma transição de regime no escoamento, como será analisado em detalhe mais adiante.

Quando os cilindros de controlo encontram-se próximos do cilindro principal, ou seja, $X_c/D \sim 0,5$, o coeficiente de arrasto no cilindro principal é superior ao de um cilindro isolado. Os coeficientes rms também apresentam um valor elevado, porém inferiores ao de um cilindro isolado. Para os cilindros de controlo a tendência é a mesma.

No intervalo $X_c/D \sim 0,5$ até 2,5, o coeficiente de arrasto médio no cilindro principal, assim que o C_d rms e C_l rms são relativamente constantes e independentes da distância entre o cilindro principal e os cilindros de controlo. Para os cilindros de controlo as tendências são similares às do cilindro principal. Contudo o C_d rms aumenta regularmente com o aumento da distância entre o cilindro principal e os cilindros de controlo. O C_l médio permite concluir que uma força atractiva actua sobre os cilindros de controlo. Verifica-se ainda que o C_l rms é quase nulo.

No intervalo $X_c/D = 2,5$ até 2,8, acontece uma variação muito acentuada dos vários coeficientes. Para o cilindro principal, o C_d médio aumenta para quase o valor de um cilindro isolado, sendo ligeiramente inferior. Já o C_d rms e C_l rms aumentam consideravelmente, de um valor aproximadamente nulo até a um valor pouco inferior ao de um cilindro isolado. Para os cilindros de controlo existe igualmente um salto nos valores dos coeficientes. É de salientar que o valor do C_d rms ultrapassa o valor do C_d rms do cilindro principal (e de um cilindro isolado).

Para $X_c/D > 2,8$, os coeficientes de arrasto médio, os coeficientes rms do C_d e C_l tendem para os valores de um cilindro isolado. Para os cilindros de controlo a situação é um pouco diferente, pois os dois cilindros encontram-se na esteira do cilindro principal. A qual é constituída por vórtices desprendidos do cilindro principal. Os dois cilindros de controlo sofrem assim uma grande variação no campo de velocidades e de pressão. Nota-se que para $X_c/D = 4,0$, a força de sustentação média é repulsiva.

A figura 5.15 representa o número de Strouhal para os três cilindros, obtidos a partir da série temporal do coeficiente de sustentação. O número de St é idêntico para os três cilindros. O valor deste é sempre inferior ao de um cilindro isolado. O mínimo é obtido para $X_c/D = 2,5$, antes da transição de regime. Observa-se também um salto no número de St para esta distância entre o cilindro principal e os cilindros de controlo. Para valores de $X_c/D \gg 2,8$, espera-se que o número de St tenda para os valores de um cilindro isolado.

Existe uma analogia forte com a configuração de dois cilindros circulares do mesmo diâmetro em tandem. Neste caso existe uma distância crítica entre os cilindros para a qual existe também uma mudança de regime no escoamento, que se traduz por uma variação brutal das grandezas fundamentais (valor médio, rms e número de St). Esta distância para $Re=200$ é igual a $4D$ (Didier, 2009). O mesmo valor foi obtido por Alam et al., 2003, em regime sub-crítico. Esta distância está intimamente ligada com o número de St e por isso as distâncias são similares ($St=0,2$ para $Re=200$ e $St=0,23$ para número de Reynolds sub-críticos), mesmo que para $Re=200$ o escoamento é bidimensional e tridimensional para número de Reynolds sub-críticos. É razoável estender os resultados do presente estudo a escoamentos sub-críticos, podendo assim estimar que a distância crítica, ou seja, a transição de regime ocorre para uma distância entre o cilindro principal e o cilindro de controlo na direcção do escoamento na ordem de $2,5D$.

Em termos da eficácia do controlo passivo da esteira e dos esforços pode-se inferir que a adição de cilindros provoca no cilindro principal uma sustentação em média nula e arrasto sempre inferior ao de um cilindro isolado.

A zona na qual se produz esta redução de esforços no cilindro principal, cobre uma gama de cerca de duas vezes o diâmetro do cilindro principal.

Na figura 5.16 são representadas as linhas de corrente para as configurações ($X_c/D=0,8$; $Y_c/D=0,6$) e ($X_c/D=1,4$; $Y_c/D=0,6$). São as configurações para qual os coeficientes dos esforços se encontram numa zona de valores baixos. Nota-se a presença de bolhas de recirculação que oscilam ligeiramente consoante o lado onde se desprende o vórtice. Estas bolhas alongam-se acompanhando o aumento da distância entre os centros dos cilindros de controlo e o centro do cilindro principal.

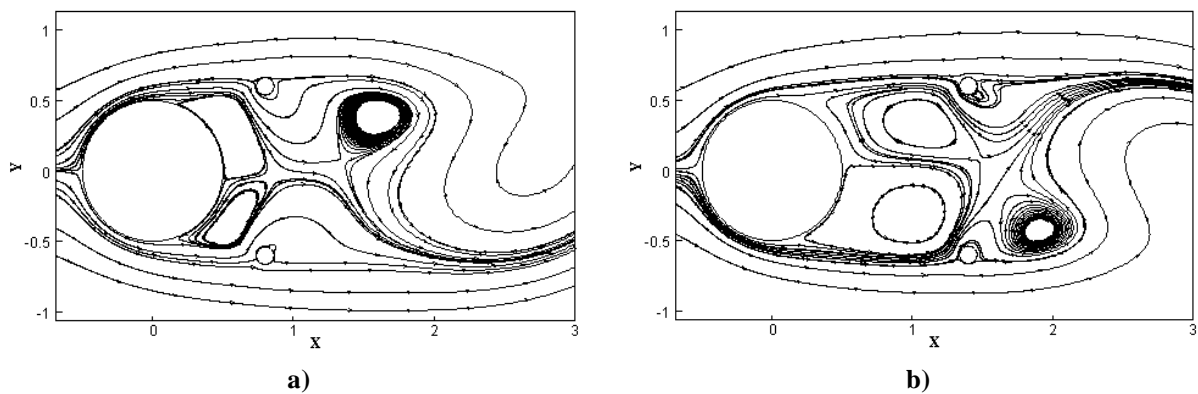


Figura 5.16 Linhas de corrente para a) ($X_c/D=0,8$; $Y_c/D=0,6$) e b) ($X_c/D=1,4$; $Y_c/D=0,6$).

Configurações $X_c/D=2,5$ e $3,0$: Transição de regime

O escoamento na zona de transição é analisado para $X_c/D=2,5$ e $X_c/D=3,0$, ou seja, antes e depois da transição, através da representação da intensidade da velocidade, vorticidade e linhas de corrente.

As figuras 5.17 e 5.18 representam o escoamento em torno dos cilindros, para $X_c/D=2,5$ e $X_c/D=3,0$. A figura 5.17 apresenta a intensidade da velocidade para as duas configurações para os instantes $t=0T$ e $t=T/2$. As figuras 5.18 e 5.19 demonstram a vorticidade e as linhas de corrente respectivamente.

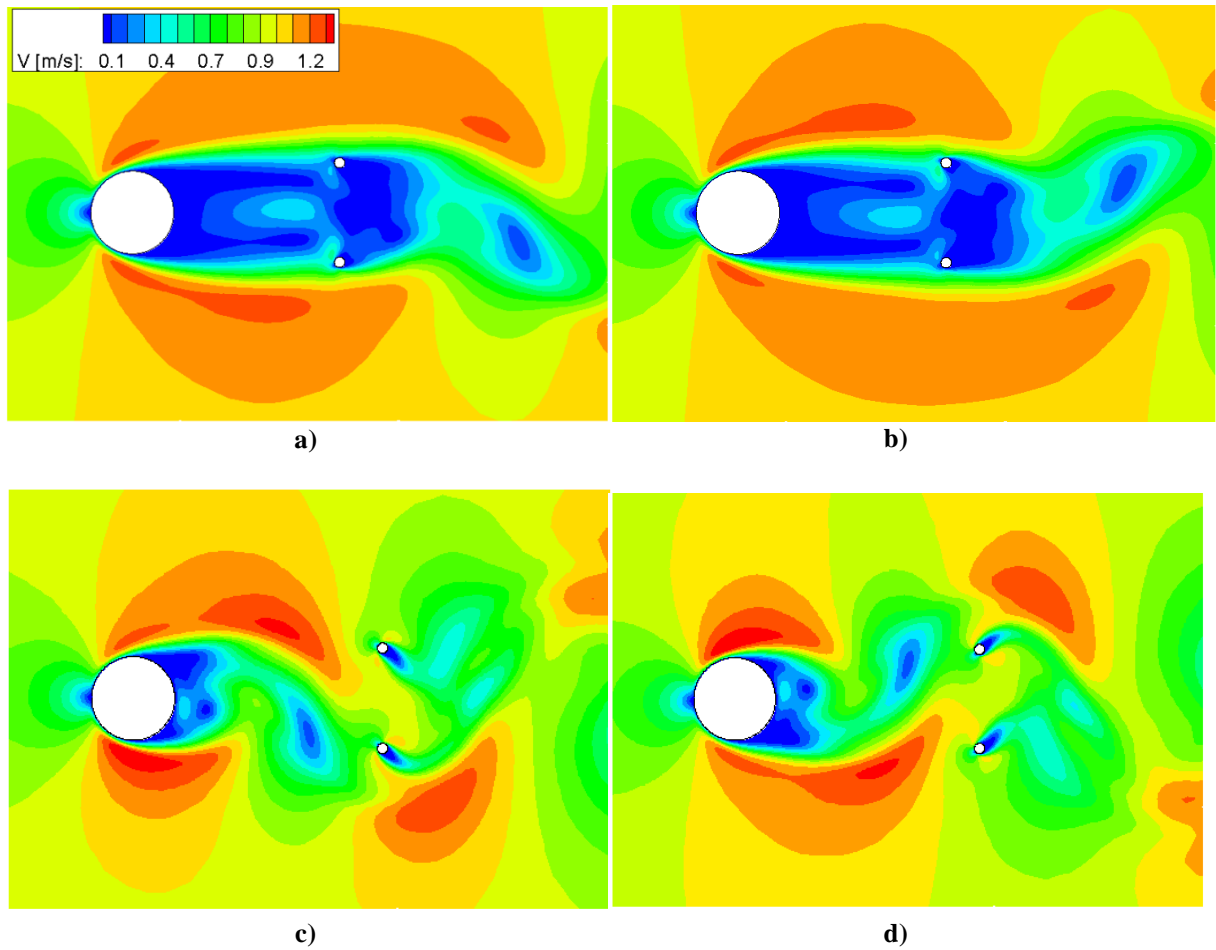


Figura 5.17 Magnitude da velocidade para ($X_c/D=2,5$; $Y_c/D=0,6$) a) $t=0T$ e b) $t=T/2$; ($X_c/D=3,0$; $Y_c/D=0,6$) c) $t=0T$ e d) $t=T/2$.

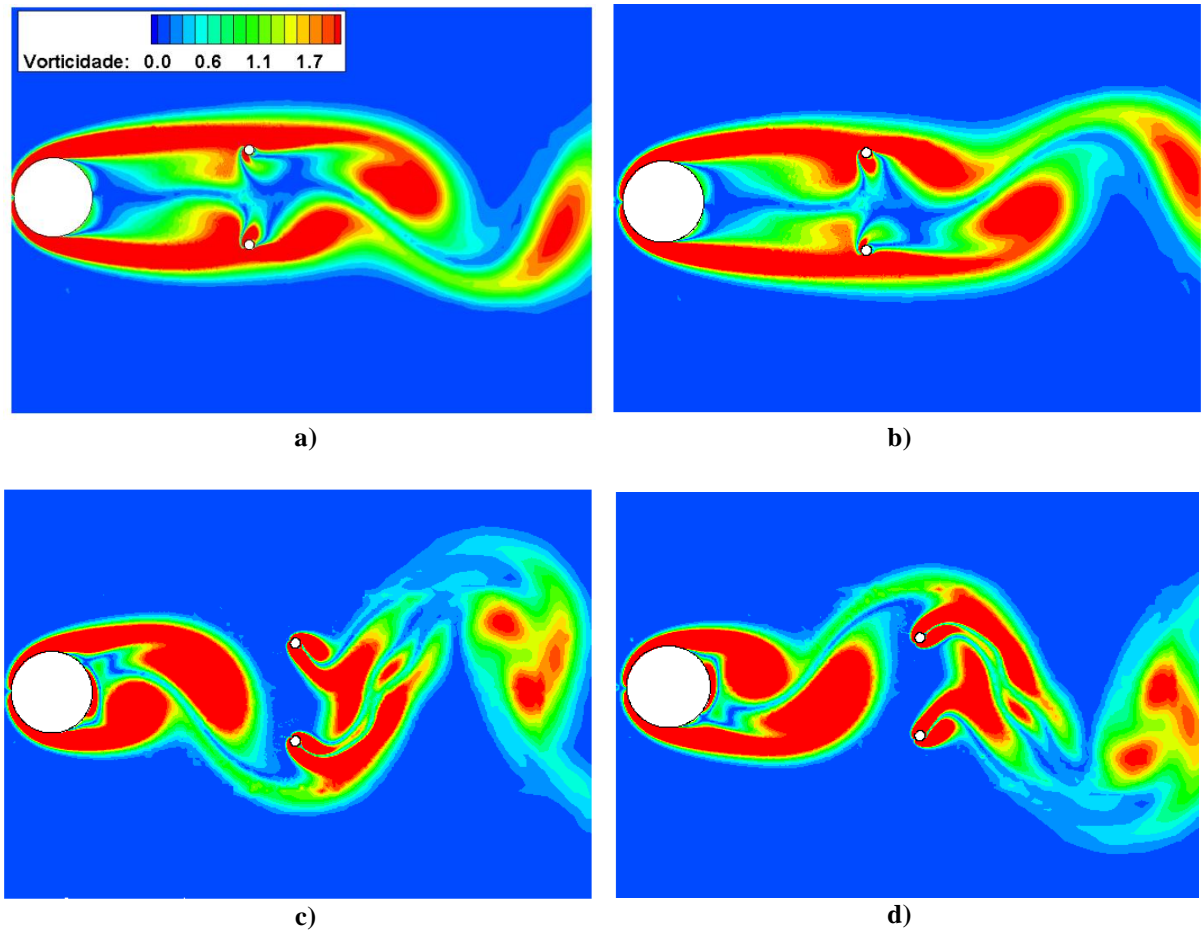


Figura 5.18 Vorticidade para duas configurações: $(X_c/D=2,5; Y_c/D=0,6)$ a) $t=0T$ e b) $t=T/2$; $(X_c/D=3,0; Y_c/D=0,6)$ c) $t=0T$ e d) $t=T/2$.

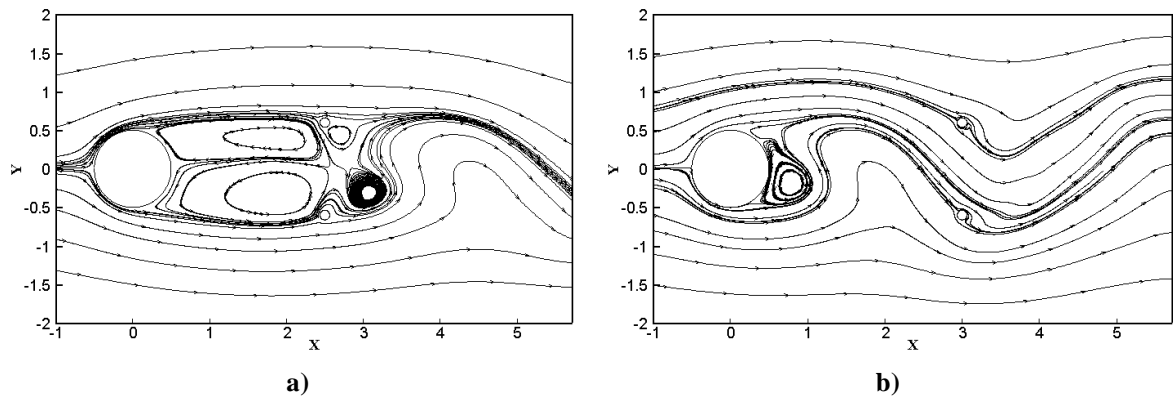


Figura 5.19 Topologia do escoamento para duas configurações: a) $(X_c/D=2,5; Y_c/D=0,6)$ e b) $(X_c/D=3,0; Y_c/D=0,6)$.

Na primeira configuração, $X_c/D=2,5$, as camadas deslizando emitidas do cilindro principal são capturados pelas paredes dos cilindros de controlo, não havendo assim um desprendimento efectivo de vórtices. Os vórtices são bloqueados entre o cilindro principal e os

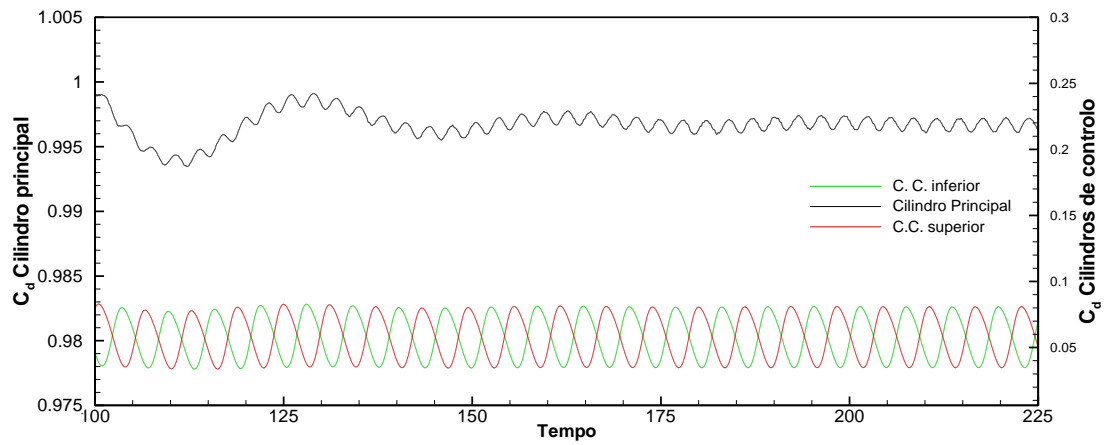
cilindros de controlo, a análise da vorticidade mostra que uma parte fica presa no espaçamento entre os cilindros de controlo e o cilindro principal e outra parte junta-se com os vórtices que estão em formação a jusante dos cilindros de controlo. A esteira é formada portanto por uma combinação de vórtices de um dos cilindros de controlo com alguma vorticidade proveniente das camadas deslizes do cilindro principal.

Na segunda configuração o escoamento é totalmente alterado. A distância entre os cilindros permite que o vórtice se liberte do cilindro principal formando a esteira clássica de vórtices. O vórtice libertado interage com os cilindros de controlo. É possível observar nas figuras 5.17 c) e d), 5.18 c) e d) e 5.19 b) o escoamento complexo e a forte interacção entre os cilindros de controlo e cilindro principal, bem como a esteira que se forma. Na esteira existem duas zonas de vorticidade a serem convectadas simultaneamente a jusante. Estes são provenientes dos cilindros de controlo e são libertadas com uma ligeira desfasagem.

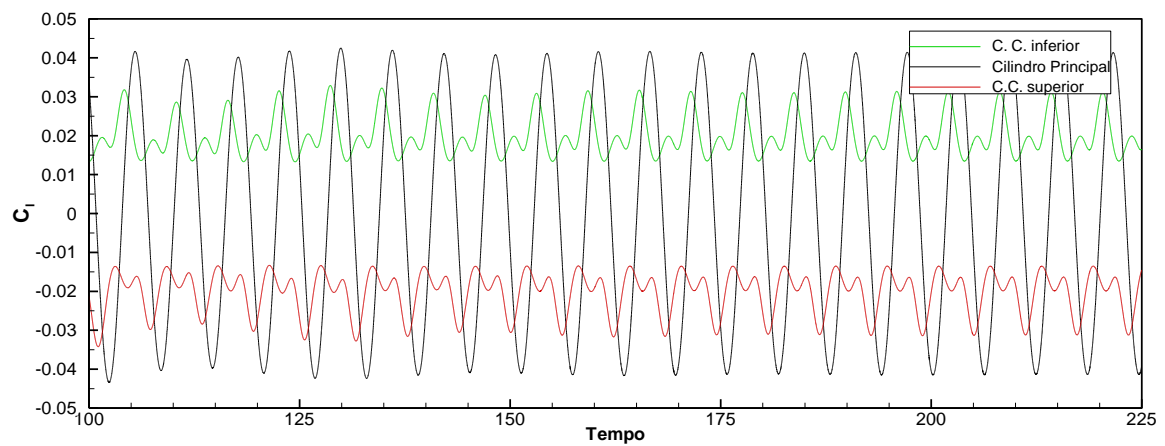
Os mecanismos que levam a uma redução de esforços no cilindro principal, a transição de regime e alteração dos esforços, são claramente evidenciados na figura 5.19. Existe uma estrutura que se forma entre os cilindros, na primeira configuração, que se caracteriza por apresentar duas bolhas de recirculação quase estacionárias e contra-rotativas. A criação de uma zona estável em termos de gradientes de velocidade à volta do cilindro principal bem como uma variação pequena dos pontos de separação na superfície do cilindro principal, proporcionam um coeficiente de arrasto baixo. Para os esforços flutuantes a estabilidade é garantida devido ao desprendimento dos vórtices que se processa a jusante dos cilindros de controlo.

O salto observado nos esforços das figuras 5.11 a 5.14, acontece quando a estrutura simétrica desaparece.

As figuras 5.20 e 5.21 apresentam as séries temporais do coeficiente de arrasto e de sustentação para os três cilindros nas duas configurações ($X_c/D=2,5$; $Y_c/D=0,6$) e ($X_c/D=3,0$; $Y_c/D=0,6$) respectivamente.

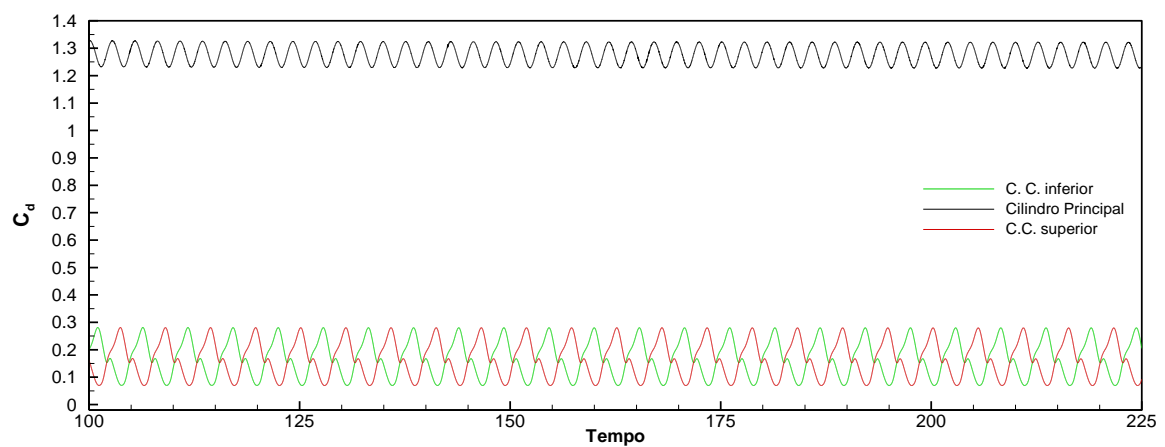


a)

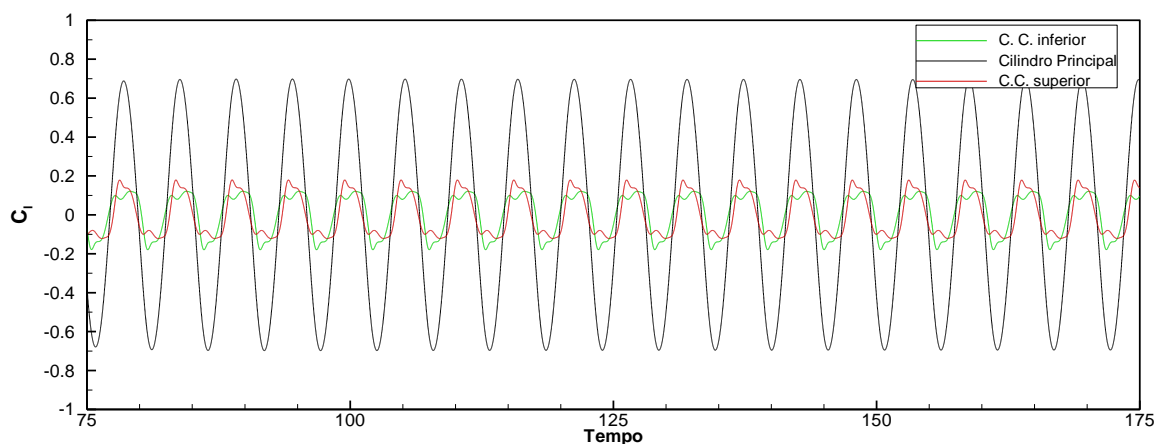


b)

Figura 5.20 Configuração ($X_c/D=2,5$; $Y_c/D=0,6$) a) Coeficiente de arrasto e b) Coeficiente de sustentação.



a)



b)

Figura 5.21 Configuração ($X_c/D=3,0$; $Y_c/D=0,6$) a) Coeficiente de arrasto e b) Coeficiente de sustentação.

Pela figura 5.20 a), observa-se que a flutuação do coeficiente de arrasto no cilindro principal possui uma amplitude mais baixa comparando à dos cilindros de controlo em cerca de 80%.

As séries temporais da variação dos coeficientes para as duas configurações revelam que o cilindro principal sofre uma flutuação de esforços sempre com uma única frequência. Não é o caso dos cilindros de controlo onde se verifica uma oscilação dos esforços em frequências múltiplas.

Na primeira configuração, ($X_c/D=2,5$; $Y_c/D=0,6$), a série temporal do C_l nos cilindros de controlo, evidencia a presença de dois picos de frequência distintos figura 5.20 b). Este fenómeno deve-se ao jacto de vorticidade que se forma, e cresce até atingir o seu máximo aquando da libertação do vórtice imediatamente na esteira de um dos cilindros de controlo. De seguida, este jacto alimenta o outro cilindro. Obtêm-se assim um padrão repetido ao longo do tempo. A dinâmica no escoamento induzida pelo jacto é visível na figura 5.18 a) e b). Trata-se das camadas deslizantes, proveniente de cilindro principal e que envolvem de forma alternada os cilindros de controlo.

Devido à proximidade dos cilindros de controlo, sempre que um cilindro emite um vórtice, o seu oposto sente uma força, o que revela a existência de uma interacção entre estes cilindros.

Na segunda configuração, ($X_c/D=3,0$; $Y_c/D=0,6$), o cilindro principal emite vórtices que colidem com os cilindros de controlo. Os vórtices emitidos pelos cilindros de controlo estão quase em fase. Portanto os coeficientes dos esforços na estrutura são elevados (Alam e Zhou, 2006) face à configuração anterior ($X_c/D=2,5$; $Y_c/D=0,6$).

As irregularidades observadas na série temporal do coeficiente de sustentação para os cilindros de controlo, figura 5.21 b), surgem do seguinte efeito:

- O vórtice do cilindro principal atinge os cilindros de controlo numa certa ordem segundo indicado pelas figuras 5.18 c) e d).
- Esta diferença temporal na interacção entre o vórtice emitido pelo cilindro principal e os cilindros de controlo, desencadeiam a libertação dos vórtices nos cilindros de controlo conforme a ordem de interacção. Assim um dos cilindros de controlo atinge um máximo no C_l e vice-versa.
- Devido à proximidade entre os cilindros de controlo, o desprendimento do vórtice de um cilindro, vai influenciar o outro cilindro com uma frequência mais alta (dupla da frequência principal). O processo sendo alternado cria uma dupla frequência de oscilação.

A figura 5.22 apresenta o espectro de potência dos sinais do coeficiente de sustentação, dos dois cilindros de controlo. Verifica-se para as duas configurações, frequências múltiplas da frequência principal, mas com distribuição de energia diferente.

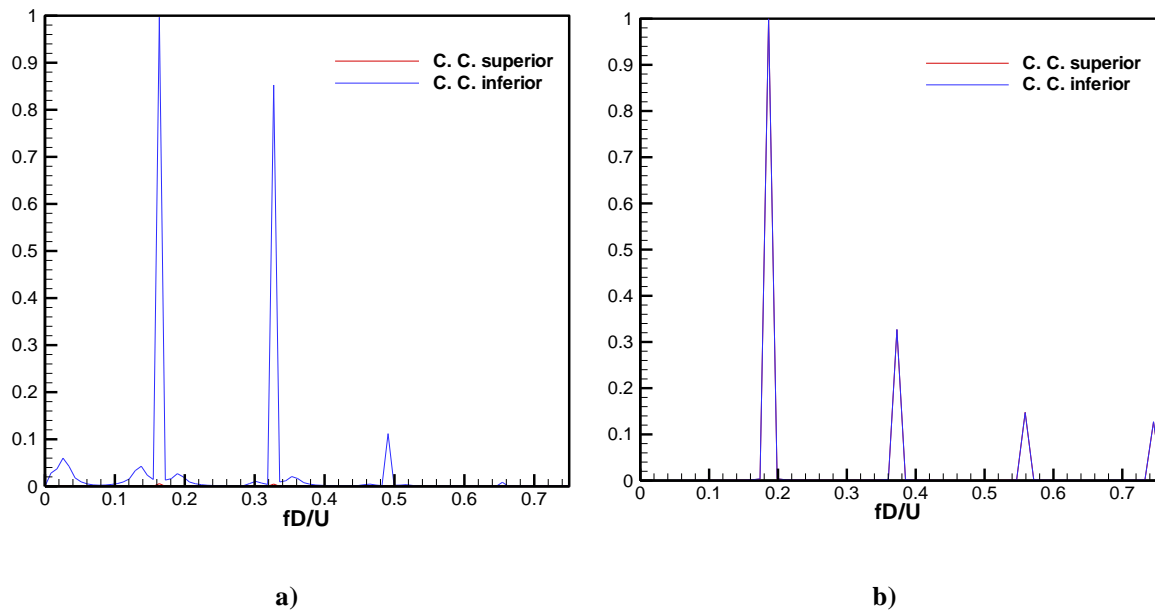


Figura 5.22 Espectro de potências obtido a partir do coeficiente de sustentação dos cilindros de controlo: a) ($X_c/D=2,5$; $Y_c/D=0,6$) e b) ($X_c/D=3,0$; $Y_c/D=0,6$).

5.4 Análise de resultados segundo a diagonal com ângulo de 45°

A variação da posição dos cilindros de controlo segundo a diagonal permite contemplar o efeito conjugado das deslocações dos cilindros de controlo segundo os dois eixos. A distância

entre o centro do cilindro principal e os centros dos cilindros de controlo é representado por l . As figuras 5.23 até 5.27 apresentam as grandezas fundamentais nos cilindros em função da distância l entre os cilindros.

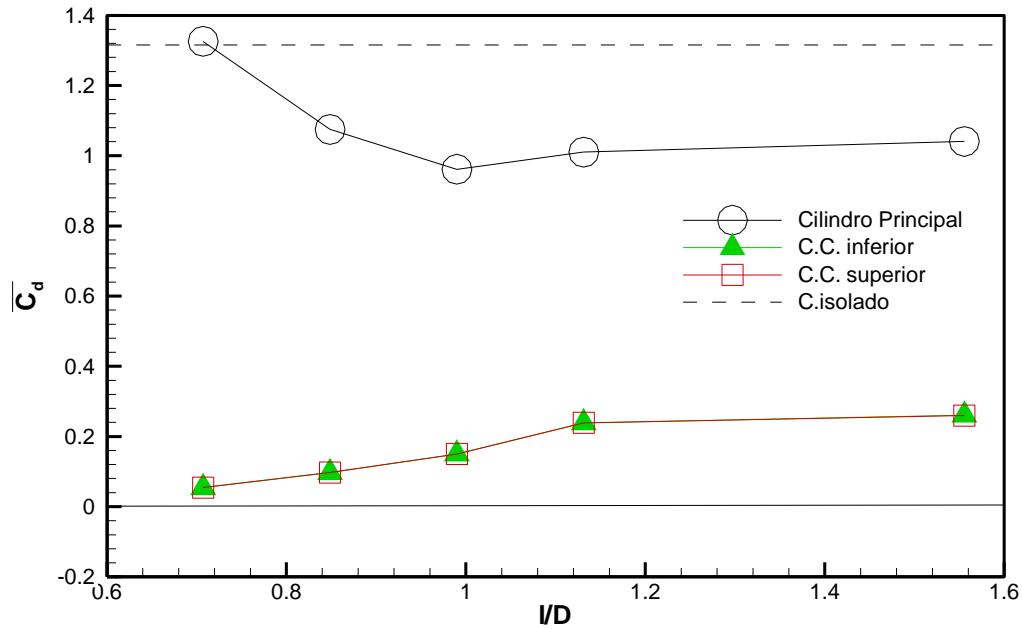


Figura 5.23 Variação do coeficiente de arrasto médio segundo a diagonal.

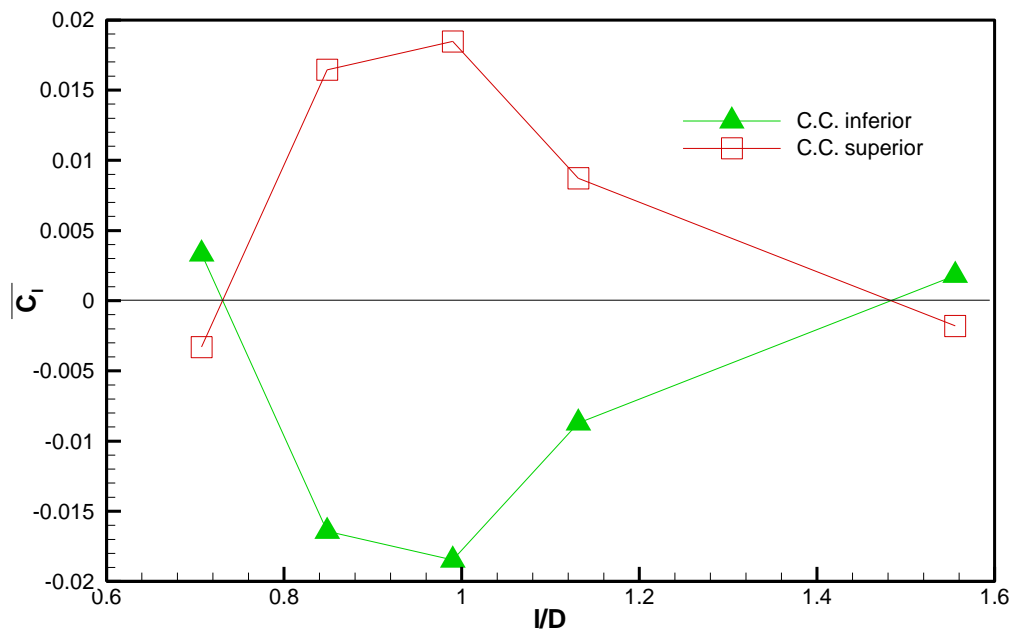


Figura 5.24 Variação do coeficiente de sustentação médio segundo a diagonal.

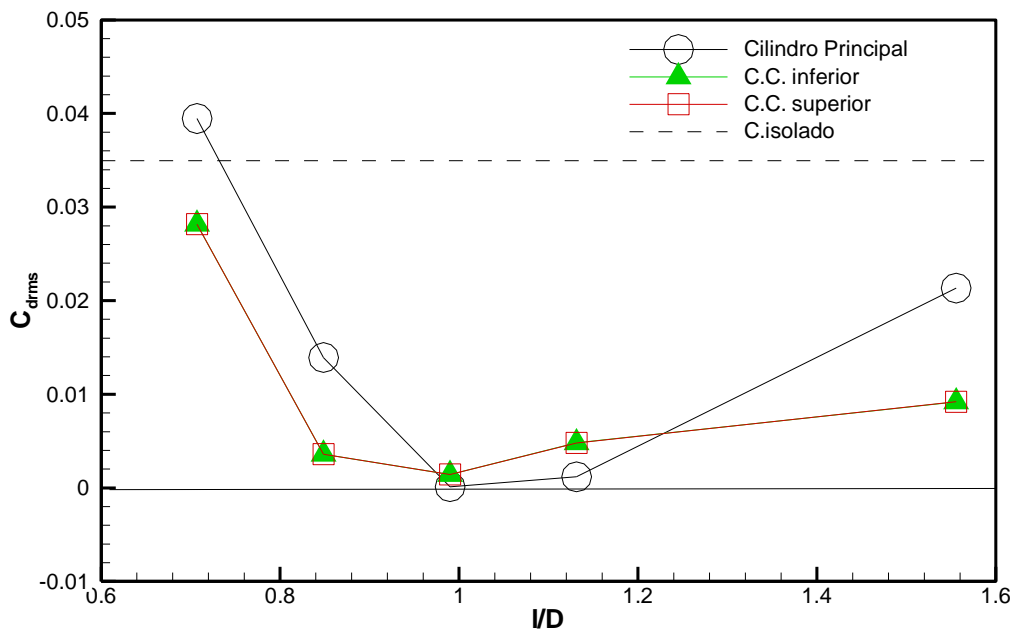


Figura 5.25 Variação do coeficiente de arrasto rms segundo a diagonal.

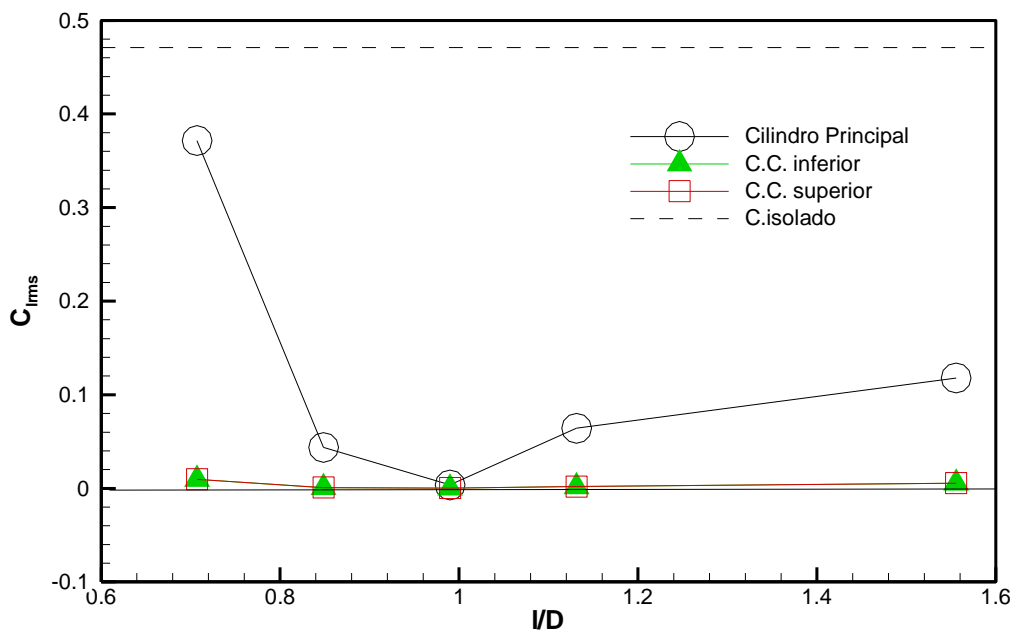


Figura 5.26 Variação do coeficiente de sustentação rms segundo a diagonal.

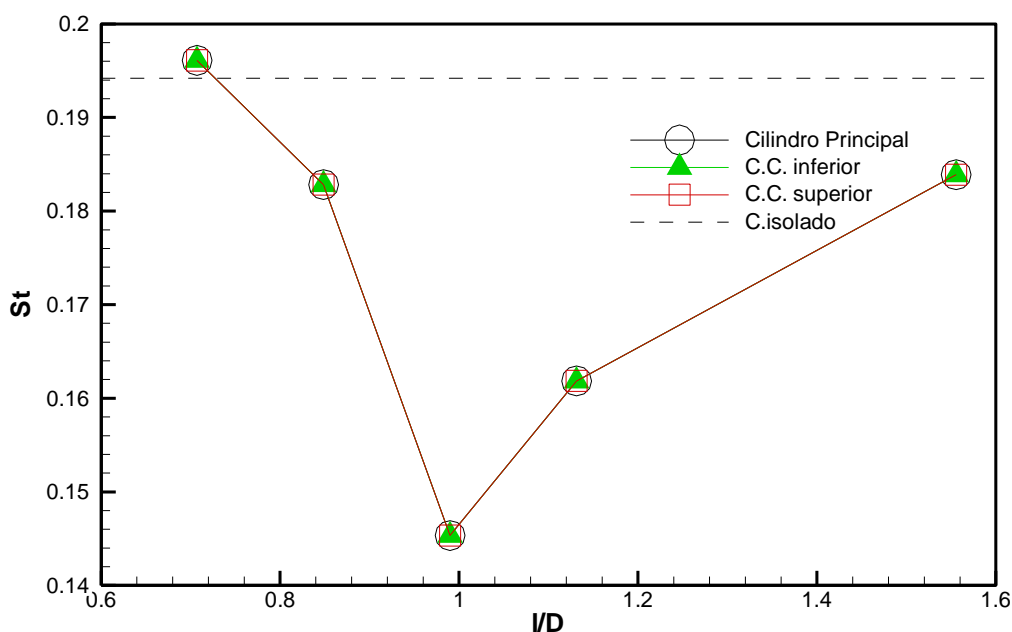


Figura 5.27 Variação do número de Strouhal segundo diagonal.

A evolução das grandezas fundamentais em função da distância entre o cilindro principal e os cilindros de controlo é similar à observada na secção 5.2, na qual deslocou-se na transversal o centro dos cilindros de controlo.

Isto sugere que os esforços tendem seguir uma evolução em que a contribuição da distância na direcção transversal é provavelmente mais determinante que a distância na direcção do escoamento.

O coeficiente de arrasto médio, figura 5.23, para o cilindro principal diminui inicialmente com o aumento da distância, sendo que para os cilindros de controlo o coeficiente de arrasto médio aumenta. Este comportamento foi também observado quando variou-se a distância na transversal, para $X_c/D=0,5$. Os valores dos esforços são muito semelhantes, levando à conclusão que o aumento da distância na direcção transversal tem um efeito mais determinante do que o aumento da distância na direcção x_1 . O efeito de controlo perde-se rapidamente com o aumento da distância e não se verifica um controlo eficaz como na secção anterior, 5.3 (variação da posição dos cilindros de controlo com a direcção do escoamento, com $Y_c/D=0,6$).

A figura 5.24 apresenta o coeficiente de sustentação médio dos cilindros de controlo segundo a diagonal. Os cilindros de controlo sofrem uma força inicialmente de atracção de seguida de uma força de repulsão entre $0,7 < l/D < 1,56$. Para $l/D > 1,56$ a força é de novo de atracção. Ou seja, o cilindro principal induz aqui uma força de repulsão quando os cilindros de

controlo estão próximos e de atracção quando se encontram a uma distância superior a $1,56D$. Este comportamento é inesperado pois nos dois estudos anteriores, os esforços são de atracção na zona próxima do cilindro principal e mudam para uma força de repulsão longe do cilindro principal.

Para os coeficientes de C_d rms e C_l rms nota-se que, para todos os cilindros, o mínimo é atingido para $l/D=1$. Os valores são sempre bem inferiores ao valor do cilindro isolado. Como referido nas outras secções, quando os cilindros de controlo estão muito próximos do cilindro principal os coeficientes são maiores do que para as outras posições, particularmente o C_d médio e rms dos cilindros de controlo e cilindro principal.

A figura 5.27, apresenta a variação do St conforme a distância l/D . No início, os valores são elevados mas decrescem até atingirem um mínimo para $l/D=1$. Para distâncias superiores a 1,0, o número de St tende para o valor de um cilindro isolado.

Analisa-se a seguir a configuração $l/D=1$ para elucidar as características do escoamento que levam à redução dos esforços. Observando os contornos de velocidade, pode-se verificar que, mais uma vez, a diminuição dos esforços está intimamente ligada a uma estrutura que se forma na esteira.

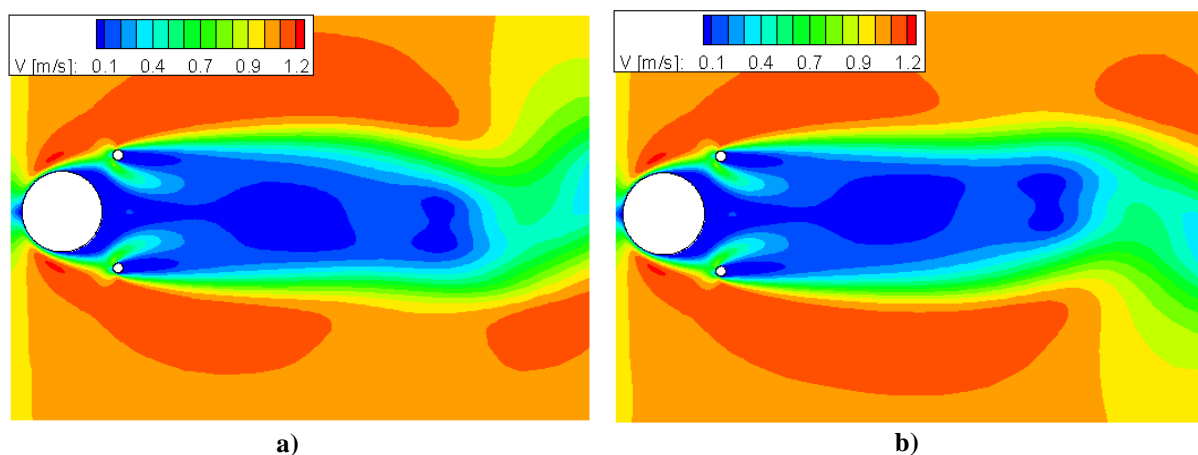


Figura 5.28 Intensidade da velocidade para $l/D=1,0$ a) $t=0T$ e b) $t=T/2$.

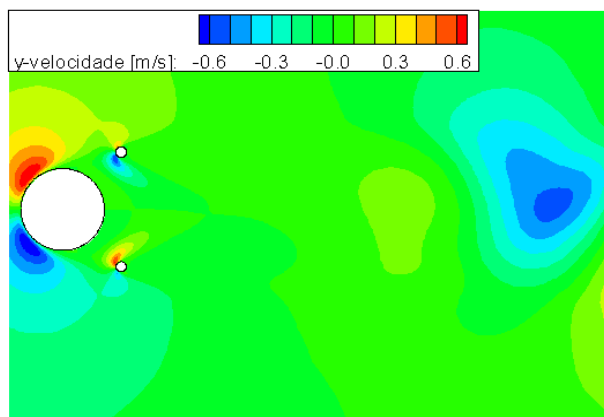


Figura 5.29 Componente V_2 da velocidade para $l/D=1$.

A localização dos cilindros de controlo induz, uma zona de baixa velocidade na esteira que se prolonga até cinco vezes o diâmetro do cilindro principal.

O fluido incidente é obrigado em parte a passar pelo espaço intermédio entre os cilindros de controlo e o cilindro principal. O jacto que passa nesse espaço apesar de ser provido de maior velocidade, vai acabando por ser dissipado.

A simetria do escoamento e estabilidade é observável na figura 5.28. Nos dois instantes, em oposição de fase, não existe uma alteração significativa no escoamento, apenas uma oscilação da esteira, devido à formação de uma estrutura vertical mais a jusante (figuras 5.30 e 5.31). Duas zonas de recirculação estáveis, simétricas e contra rotativas coladas ao cilindro principal.

Os cilindros de controlo induzem um “atraso” na formação da esteira, inibindo a formação dos vórtices na zona próxima do cilindro principal. É de notar que a componente transversal da velocidade, possui uma intensidade muito pequena, figura 5.29, e o escoamento na esteira próxima ao cilindro principal é essencialmente na direcção x_1 o que se confirma na visualização das linhas de corrente figura 5.31.

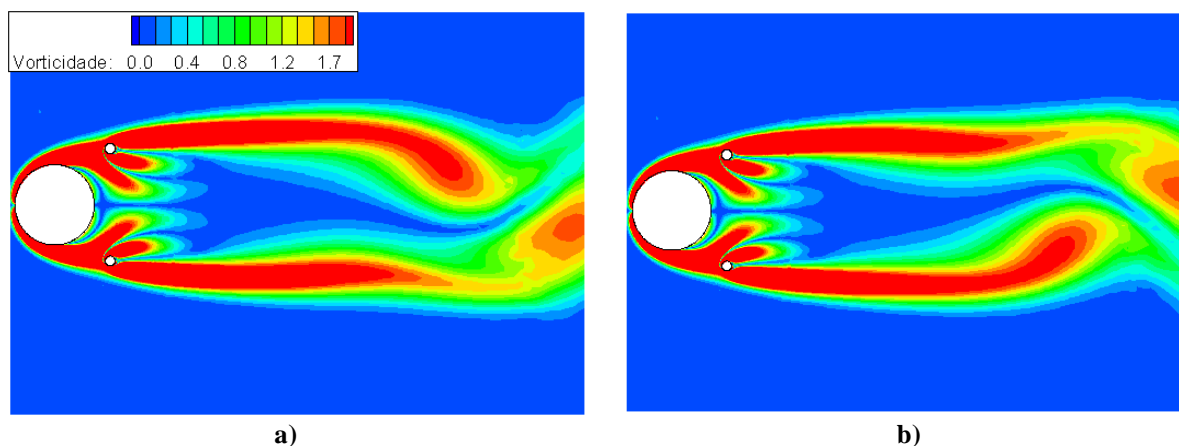


Figura 5.30 Vorticidade para $l/D=1,0$ ao tempo a) $t=0T$ e b) $t=T/2$.

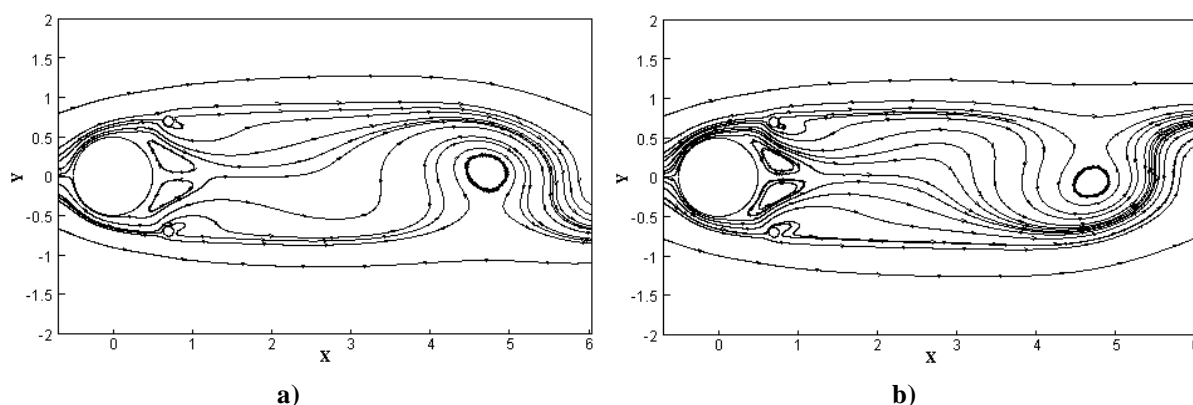
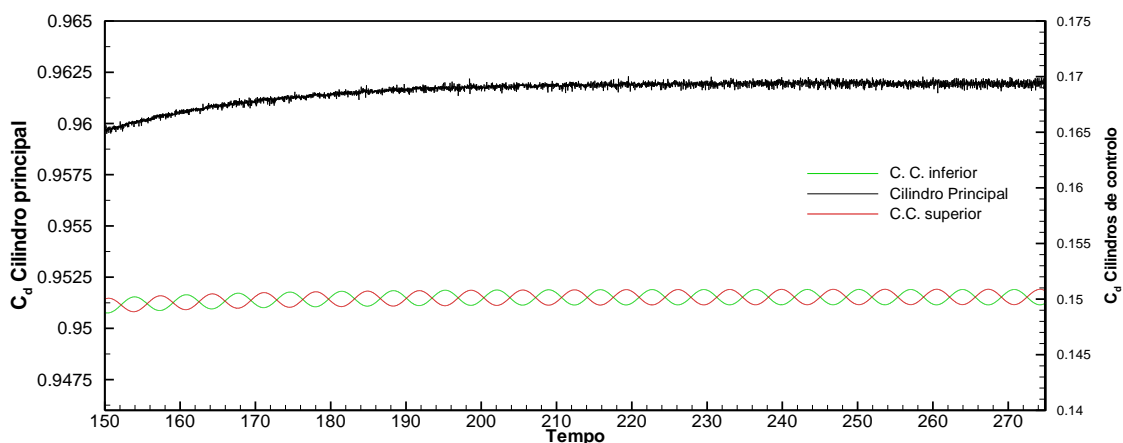


Figura 5.31 Topologia do escoamento para $l/D=1,0$ ao tempo a) $t=0T$ e b) $t=T/2$.

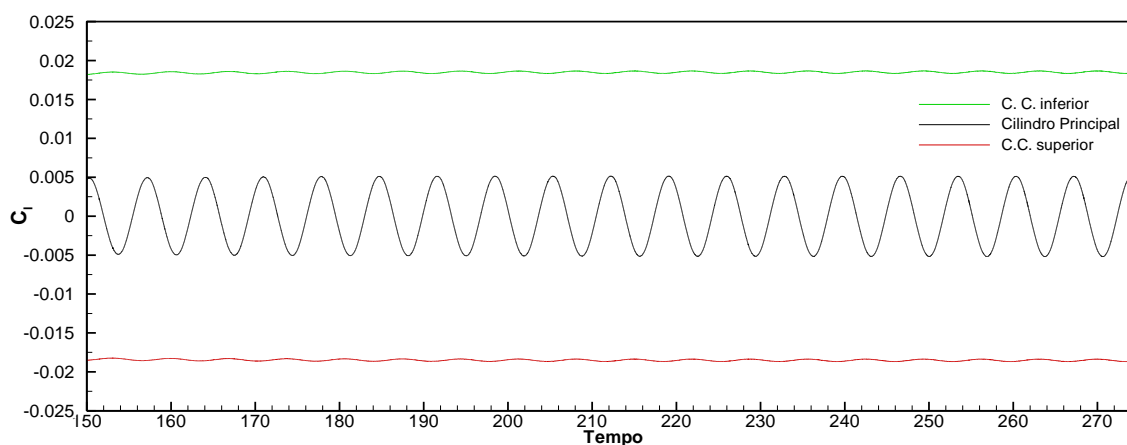
As figuras 5.30 e 5.31 permitem verificar a simetria e a relativa estabilidade na zona posterior aos cilindros. Na figura 5.30, os jactos que se formam na zona entre os cilindros de controlo e o cilindro principal são direccionados no eixo do cilindro, para finalmente alinharem-se com o escoamento. Os jactos de fluido, provenientes das camadas deslizantes e que passam na parte posterior dos cilindros de controlo, possuem vorticidade suficiente para gerar vórtices longe dos cilindros ($\sim 5D$ a jusante).

Relativamente à topologia do escoamento, é evidente que a estrutura de recirculação favorece a redução de esforços. Observa-se uma similitude com a configuração ($X_c/D=2,5$; $Y_c/D=0,6$).

A figura 5.32 apresenta as séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação para os três cilindros, configuração $l/D=1,0$. Esta configuração apresenta o menor C_d de todas as configurações analisadas segundo a diagonal de 45° .



a)



b)

Figura 5.32 Configuração $l/D=1,0$: a) Coeficiente de arrasto e b) Coeficiente de sustentação.

O arrasto no cilindro principal apresenta uma flutuação desprezável de uma ordem de grandeza inferior aos cilindros de controlo.

Verifica-se que o coeficiente de arrasto, calculado a partir da integral da pressão ao longo da superfície do cilindro não apresenta flutuações, isto significa que o coeficiente de pressão não varia ao longo do tempo nas proximidades do cilindro principal.

O coeficiente de sustentação, no cilindro principal apresenta uma flutuação muito pequena, nos cilindros de controlo, tanto em termos de média como valores rms. Os valores obtidos são os mais baixos obtidos de todas as configurações estudadas nesta secção.

5.5 Coeficientes totais

Foram analisadas nas secções anteriores a evolução das grandezas fundamentais nos três cilindros. Verificou-se que para quatro configurações os esforços são mínimos, das várias opções de posição dos cilindros de controlo. No entanto, é interessante verificar qual é a resposta, em termos de esforços, do conjunto de cilindros. Analisando os esforços na estrutura total (cilindro principal e cilindros de controlo).

A tabela 5.1 apresenta as quatro configurações onde se verifica os esforços mínimos no cilindro principal.

As tabelas 5.2 e 5.3 apresentam os esforços nos vários cilindros, e os esforços totais na estrutura (cilindro principal e cilindros de controlo), são incluídos também os valores de um cilindro isolado.

Tabela 5.1 Configurações analisadas apresentado esforços mínimos.

Configuração	$X_c/D - Y_c/D$
1	0,5-0,7
2	0,5-0,8
3	0,7-0,7
4	2,5-0,6

Tabela 5.2 Esforços nos três cilindros e o cilindro isolado.

Configuração		St	$\overline{C_d}$	C_{drms}	$\overline{C_l}$	C_{lrms}
1	C. C. inferior	0,13374	0,17194	0,00016	0,01641	0,00014
	Cilindro Principal	0,13374	0,95515	0,00010	0	0,00102
	C.C. superior	0,13374	0,17194	0,00016	-0,01641	0,00015
2	C.C.	0,13336	0,24032	0,00339	-0,00106	0,00106

	inferior					
	Cilindro Principal	0,13336	0,99921	0,00122	0	0,04642
	C.C. superior	0,13336	0,24032	0,00339	0,00106	0,00106
3	C.C. inferior	0,14533	0,14999	0,00143	0,01847	0,00020
	Cilindro Principal	0,14533	0,96134	0,00011	0	0,003603
	C.C. superior	0,14533	0,14999	0,00142	-0,01848	0,0002
4	C.C. inferior	0,16360	0,05813	0,01606	0,02029	0,00536
	Cilindro Principal	0,16360	0,99647	0,01724	0	0,02924
	C.C. superior	0,16360	0,05817	0,01636	-0,02029	0,00535
Cilindro isolado		0,19421	1,31516	0,03496	0	0,47083

Tabela 5.3 Esforços totais.

Configuração	C_d total	C_l total
1	1,2990	0
2	1,48	0,0001
3	1,2625	0
4	1,14	0

As figuras 5.33 até 5.36 apresentam a série temporal do C_d e C_l para o conjunto dos três cilindros.

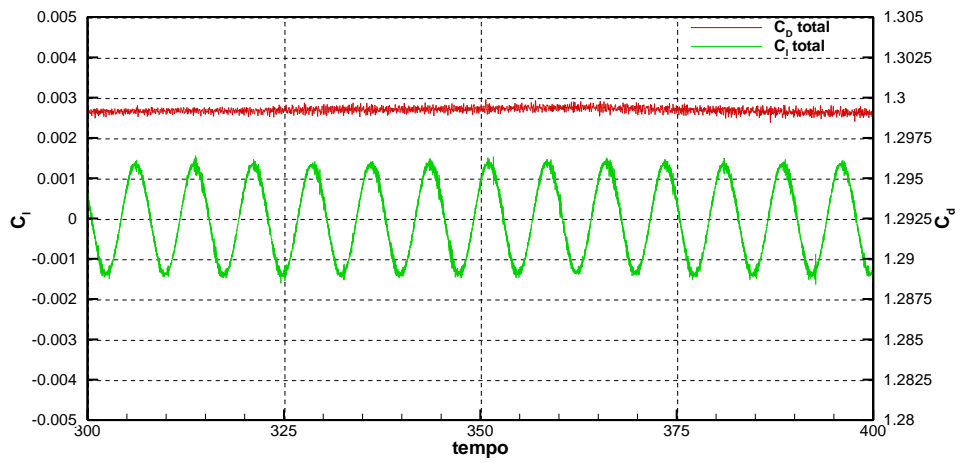


Figura 5.33 Configuração 1. Coeficiente de sustentação e arrasto.

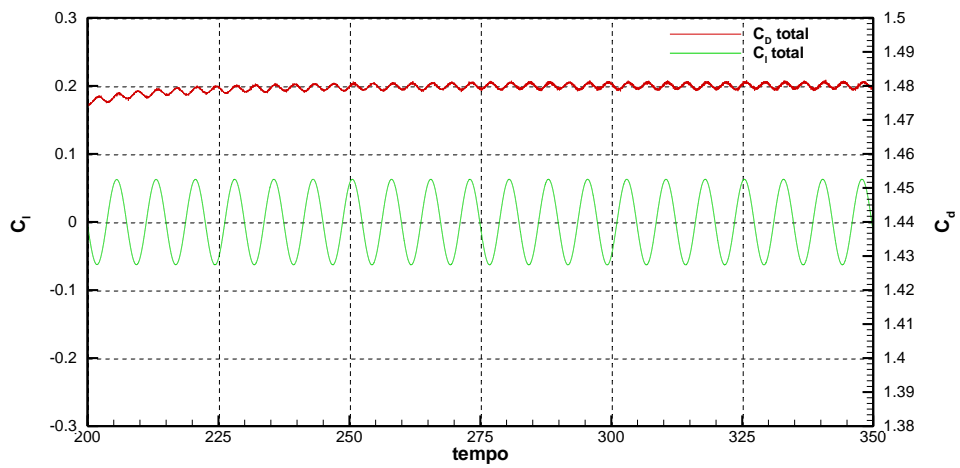


Figura 5.34 Configuração 2. Coeficiente de sustentação e arrasto.

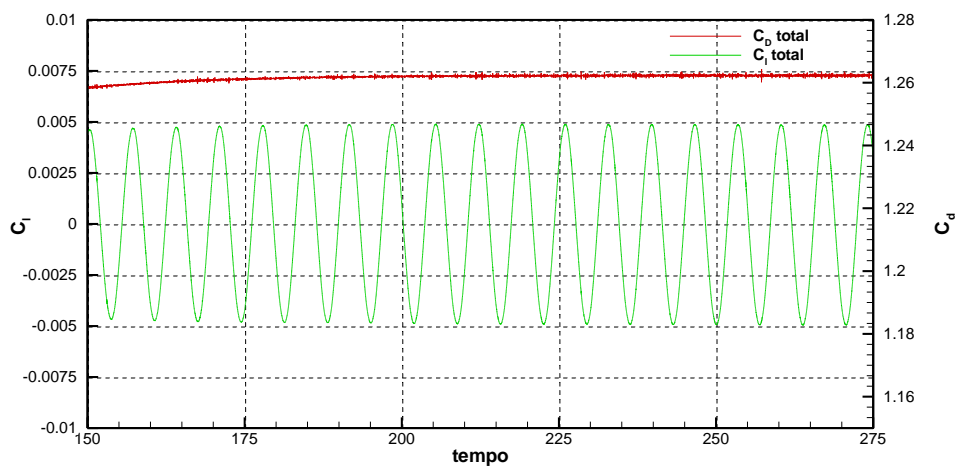


Figura 5.35 Configuração 3. Coeficiente de sustentação e arrasto.

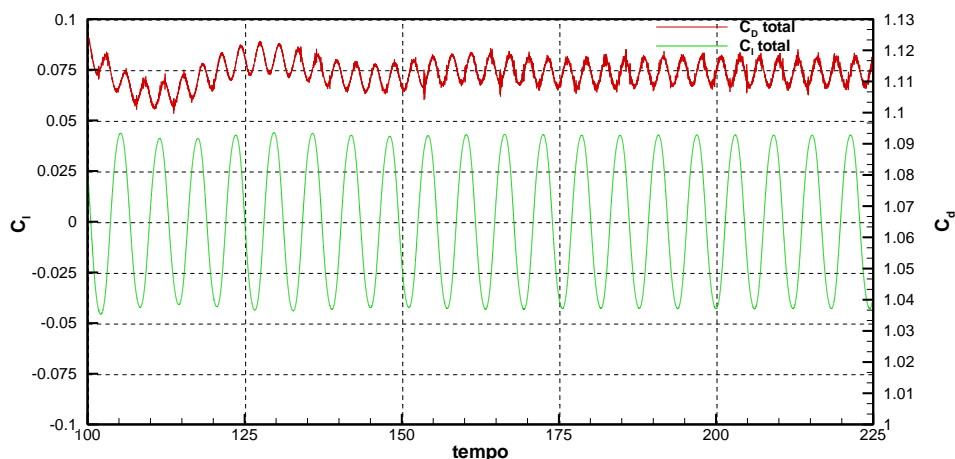


Figura 5.36 Configuração 4. Coeficiente de sustentação e arrasto.

Várias conclusões e observações podem ser feitas a partir da análise das tabelas 5.3 e 5.4, e das figuras 5.33 até 5.36.

Os cilindros de controlo permitem alterar a frequência de desprendimento dos vórtices. O dispositivo modifica a frequência de variação dos esforços no cilindro principal e nos cilindros de controlo. Verifica-se que para todas as configurações estudadas a frequência de variação dos esforços nos três cilindros é a mesma.

A colocação de cilindros de controlo na esteira do cilindro principal, permite reduzir o coeficiente de arrasto médio não só no cilindro principal mas também na totalidade da estrutura (cilindro principal e os dois cilindros de controlo). A configuração que proporciona a maior redução do coeficiente de arrasto médio é quando os cilindros de controlo são posicionados em ($X_c/D=2,5$, $Y_c/D=0,6$), onde se verifica uma redução dos esforços na estrutura de 15,4%. Segue-se a configuração ($X_c/D=0,7$, $Y_c/D=0,7$) mas em que a redução do coeficiente de arrasto médio é apenas de 4%. No entanto esta configuração é mais interessante que a anterior, de um ponto de vista de engenharia, pois a proximidade dos cilindros facilita a implementação do dispositivo de controlo.

A análise das várias configurações permite verificar que o coeficiente rms de sustentação, no cilindro principal e nos dois cilindros de controlo, é sempre fortemente reduzido comparando ao de um cilindro isolado. O coeficiente rms de sustentação para um cilindro isolado é de 0,47. O dispositivo permite uma redução do coeficiente de sustentação rms no cilindro principal de pelo menos uma ordem de grandeza no pior caso, ($X_c/D=0,5$; $Y_c/D=0,8$), com um valor de 0,046. Nas outras configurações, o coeficiente de sustentação é ainda menor, por exemplo de 0,0036 para ($X_c/D=0,7$; $Y_c/D=0,7$). Para os cilindros de controlo, o coeficiente de sustentação rms é também

muito pequeno com um valor entre 0,005 e 0,0001. Assim, considerando a totalidade da estrutura, o coeficiente de sustentação rms fica muito reduzido comparando com um cilindro isolado.

Os coeficientes rms de arrasto dos cilindros de controlo apresentam também valores muito pequenos nas configurações a mais interessante: 0,00143 para a configuração ($X_c/D=0,7$; $Y_c/D=0,7$), por exemplo.

Assim, a colocação de cilindros pequenos na esteira de um cilindro principal permite reduzir os esforços não só no cilindro principal mas também na estrutura total. O coeficiente de arrasto médio não é significativamente reduzido (apenas 15% no melhor caso) mas os esforços flutuantes, analisados através do coeficiente de arrasto rms e de sustentação rms são fortemente reduzidos (de dois a três ordens de grandeza nos melhores casos). A limitação destes esforços flutuantes, mais especificamente a força de sustentação rms ligada ao desprendimento alternado de vórtices na esteira do cilindro principal, através da simples colocação de cilindros pequenos aparece como uma solução muito interessante de um ponto de vista da engenharia pois associa simplicidade e eficácia.

5.6 Modos de desprendimento de vórtices

O escoamento apresenta quatro modos distintos de desprendimento de vórtices que podem resumir da seguinte maneira:

- Se o espaçamento entre o cilindro principal e os cilindros de controlo for pequeno observa-se uma esteira típica (do tipo “Von Kármán”). Este é o primeiro modo figura 5.37 a).
- Quando os cilindros de controlo se encontram a interagir com a camada deslizante, com uma distância entre os cilindros de controlo e o cilindro principal menor do que a distância crítica, formam-se duas bolhas de recirculação coladas ao cilindro principal e uma esteira surge a jusante dos cilindros de controlo, na qual se verifica a formação de vórtices (segundo modo figura 5.37 b)).
- O terceiro modo aparece quando a distância entre os cilindros de controlo e o cilindro principal torna-se superior à distância crítica. Nessas configurações observa-se um desprendimento de vórtices do cilindro principal que interage com os cilindros de controlo. Figura 5.37 c).
- Finalmente no quarto modo, se o espaçamento na vertical (segundo um eixo perpendicular ao escoamento) for elevado a esteira combina os vórtices emitidos do cilindro principal e os vórtices dos dois cilindros de controlo. Figura 5.37 d).

Os exemplos apresentados nas figuras 5.37 em a), b) c) e d) correspondem às configurações ($X_c/D=0,5; Y_c/D=0,5$), ($X_c/D=2,5; Y_c/D=0,6$), ($X_c/D=3,0; Y_c/D=0,6$) e ($X_c/D=1,1; Y_c/D=3,0$) respectivamente.

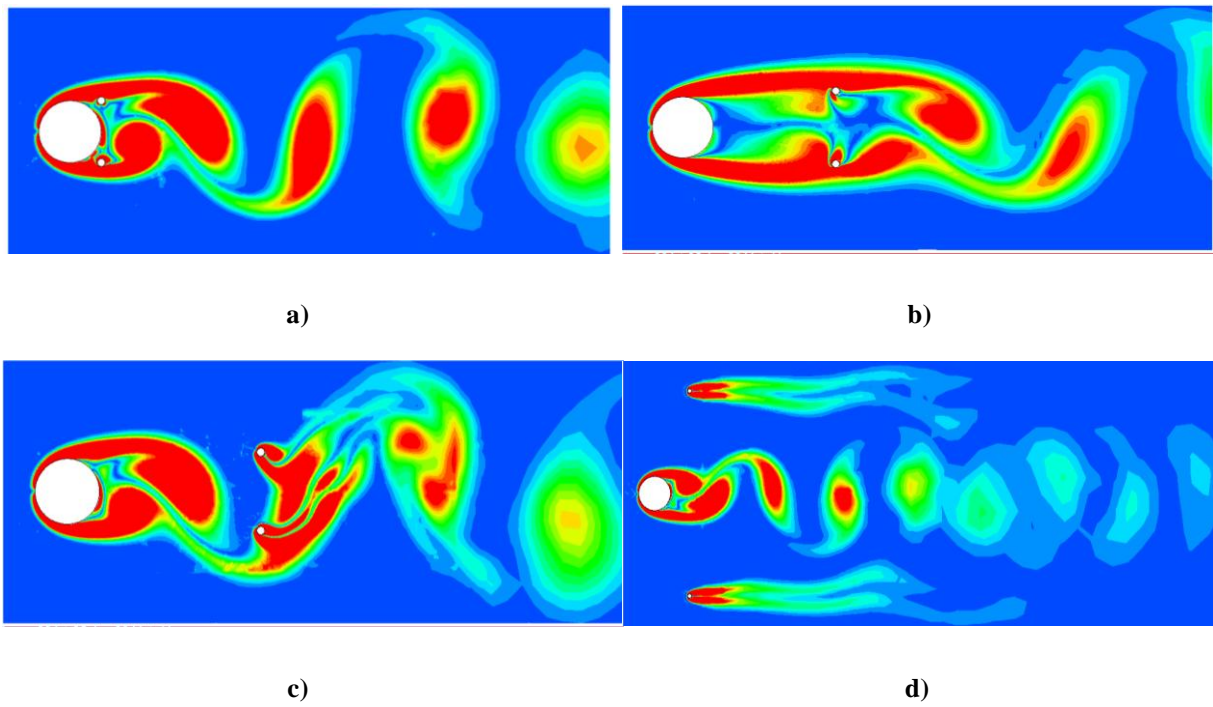


Figura 5.37 Diferentes modos de desprendimento de vórtices: a) 1º modo b) 2º modo c) 3º modo e d) 4º modo.

CAPÍTULO 6 CONCLUSÕES

O presente trabalho apresenta um estudo numérico bidimensional da interacção entre um conjunto de três cilindros com um escoamento incidente laminar e uniforme. O conjunto dos três cilindros é constituído por um cilindro principal e de dois cilindros de controlo localizados simetricamente na esteira do cilindro principal. Pretende-se definir os esforços resultantes no cilindro principal e no conjunto, com a variação da posição dos dois cilindros de controlo. Esta forma de controlo dos esforços é conhecida na literatura por controlo passivo da esteira.

A evolução dos esforços em função da localização dos cilindros de controlo, a topologia do escoamento, a interacção entre os cilindros e o escoamento e, finalmente, a esteira resultante são analisados simultaneamente para perceber os mecanismos que induzem a redução de esforços. As simulações foram realizadas utilizando o programa comercial FLUENT. O modelo numérico aplicado é baseado no método dos volumes finitos. Os valores obtidos com os esquemas seleccionados para o caso do cilindro isolado permitiram validar o modelo, comparando os valores obtidos aos encontrados na literatura.

As simulações do escoamento em torno de um cilindro isolado, foram também realizadas com o código FullCReM, baseado igualmente no método dos volumes finitos, e permitiu obter resultados concordantes com a literatura e os resultados do FLUENT. O acoplamento total entre velocidade e pressão, o uso de esquemas de ordem superior, o método de resolução e a escolha da precisão para os resíduos conduziram a valores das grandezas fundamentais similares com menores tempos de cálculo. O uso do código FullCReM, que não sendo um código comercial, contribuiu para melhor conhecimento da modelação computacional em geral: cada simulação não se define por ser “boa” ou “má”, mas sim, por encontrar um balanço entre os parâmetros de entrada que produzem resultados correctos e consistentes.

A utilização, mesmo para o “simples” caso da modelação do escoamento em torno de um cilindro, permitiu aprofundar conhecimento em relação à modelação numérica e revelou-se essencial para esta tese.

As simulações numéricas para o presente estudo foram realizadas para um $Re=200$, variando a posição dos cilindros de controlo de diâmetro $D/8$, posicionadas na esteira do cilindro principal de diâmetro D . Várias simulações foram feitas segundo três direcções. Os resultados foram apresentados e explicados com análise dos contornos de pressão, velocidade, da topologia do escoamento e dos sinais temporais dos coeficientes.

Conforme o modo de desprendimento de vórtices é possível observar que os sinais temporais do coeficiente de sustentação oscilam com mais de uma frequência. O espectro de potências para essas configurações apresenta picos correspondentes a essas frequências, múltiplas da frequência principal da flutuação dos esforços.

O estudo da variação das grandezas fundamentais com a posição dos cilindros de controlo foi realizado para três direcções.

O estudo segundo a direcção vertical, $X_c/D=0,5$, revelou que os coeficientes mantêm-se inferiores aos de um cilindro isolado entre $0,6 < Y_c/D < 1,1$. Para $Y_c/D > 1,1$, os cilindros encontram-se numa zona de fluido deslocado, não produzindo gradientes de pressão suficientes para afectar o cilindro principal e perde-se o efeito de controlo.

Para direcção horizontal o efeito de controlo prolonga-se até $x_c/D \sim 2,5-2,8$. Para $X_c/D > 2,5-2,8$ encontra-se nos esforços fundamentais denotando, uma distância crítica para qual os esforços flutuantes chegam a atingir valores superiores aos valores de referência (cilindro isolado). Aumentando a distância, as grandezas fundamentais tendem assintoticamente para os valores do cilindro isolado.

Variando a posição dos cilindros segundo uma diagonal de 45° , para $0,7 < l/D < 1,56$ os valores das grandezas fundamentais, são mais pequenos do que os valores do cilindro isolado. Esta variação também clarificou que o efeito vertical sobrepõe-se ao horizontal como já se suspeitava.

O limite inferior, ou seja, quando os cilindros de controlo encontram-se muito próximos do cilindro principal, em qualquer das direcções estudadas em detalhe, revelou-se sempre uma posição desfavorável, devido à proximidade dos cilindros. Nesta configuração existe a formação/inibição de um vórtice no cilindro principal a montante dos cilindros de controlo, sendo esta formação/inibição em anti-fase com o vórtice em formação na esteira próxima do conjunto (cilindro principal e cilindros de controlo).

O coeficiente de sustentação é sempre nulo em média, para o cilindro principal. A sua flutuação atinge os valores mais pequenos sempre para os casos em que se formam bolhas de recirculação estacionárias. Estas bolhas evitam desprendimento dos vórtices nas proximidades do

cilindro principal e atrasam o desprendimento na esteira em cerca de quatro vezes o diâmetro do cilindro principal, diminuindo as flutuações da força de sustentação.

A adição dos cilindros de controlo induz geralmente um coeficiente de arrasto médio mais pequeno relativamente ao valor de um cilindro isolado (excepto no caso dos limites inferiores como explicado anteriormente). A presença de dois cilindros de controlo na esteira do cilindro principal provoca um aumento de pressão nas zonas próximas ao cilindro principal, o que favorece a redução do arrasto médio. O coeficiente rms do arrasto está directamente ligado à pressão nas zonas ao redor do cilindro principal: quanto maior as variações de pressão maior os valores deste coeficiente.

A configuração que permite obter um arrasto médio mais pequeno para o cilindro principal é para ($X_c/D=0,5$; $Y_c/D=0,7$), com cerca de 30% de redução face ao valor do cilindro isolado.

Se pretende-se valores pequenos para os coeficientes flutuantes, a configuração ($X_c/D=0,5$; $Y_c/D=0,7$) torna-se uma boa opção. O esforço do arrasto médio é reduzido de 27%.

Assim na tentativa de diminuir os esforços médios e flutuantes num cilindro, sobrecarregam-se os esforços dos outros cilindros. Assim a configuração óptima deve ser determinada usando um critério: qual o coeficiente importante que deve ser reduzido preferencialmente.

Uma configuração óptima, que mantém equilíbrio entre valores flutuantes e médios para o cilindro principal é a configuração ($X_c/D=0,7$; $Y_c/D=0,7$).

Estudando o conjunto (cilindro principal e cilindros de controlo) prevê-se que a configuração ($X_c/D=2,5$; $Y_c/D=0,6$) em termos de coeficiente de arrasto proporciona os melhores resultados.

Assim, a colocação de cilindros pequenos na esteira de um cilindro principal permite reduzir os esforços não só no cilindro principal mas também na estrutura total composta do cilindro principal e os dois de controlo. O coeficiente de arrasto médio, nas diversas configurações estudadas, não é significativamente reduzido (apenas 15% no melhor caso) mas os esforços flutuantes, analisados através do coeficiente de arrasto rms e de sustentação rms são fortemente reduzidos (de dois a três ordens de grandeza nos melhores casos). A diminuição dos esforços flutuantes, mais especificamente a força de sustentação rms ligada ao desprendimento alternado de vórtices na esteira do cilindro principal, através da simples colocação de cilindros pequenos surge como uma solução muito interessante de um ponto de vista da engenharia pois associa simplicidade e eficácia.

Em trabalhos futuros seria interessante variar o número de Reynolds e investigar o comportamento das bolhas de recirculação e a sua influência nos esforços. Um estudo do comprimento da zona de recirculação média poderia também evidenciar uma relação directa com os esforços actuantes no cilindro.

Seria também interessante definir com mais precisão a distância crítica para qual se observa um salto forte nos valores das grandezas fundamentais, quando os cilindros de controlo se deslocam segundo a direcção do escoamento para uma distância transversal $Y_c/D=0,6$.

Outra possibilidade seria, no âmbito de controlo activo, usar cilindros de controlo móveis, dotados de capacidade de movimentação ao longo do tempo. Ao nível de CFD, isso implicaria o uso de malha dinâmica.

Referências Bibliográficas

- Alam Md. M., Moriya M., Takai K. e Sakamoto H., 2003, Fluctuating fluid forces acting on two circular cylinders in a tandem arrangement at a subcritical Reynolds number, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 91, 139-154.
- Alam Md. M. e Zhou Y., 2006, Phase lag between vortex shedding from two tandem bluff bodies, *Journal of Fluids and Structures*, 23, 339-347.
- ANSYS, FLUENT 6.3 User's Guide, 2008.
- Bearman P.W., 1984, Vortex shedding from oscillating bluff bodies, *Annual Reviews of Fluid Mechanics*, 16, 195-222.
- Carmo B.S., 2005, Estudo numérico do escoamento ao redor de cilindros alinhados, Tese de mestrado, Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, Brasil.
- Didier E. e Borges A.R.J., 2006, Numerical simulations of flow over two circular cylinders in tandem, *Proc. Conference on Modeling Fluid Flow - CMFF*, Budapeste, Hungria
- Didier E., 2008, Convergência assintótica das quantidades fundamentais na modelação numérica do escoamento em torno de um cilindro circular, *Proc. Conferência Nacional de Métodos Numéricos em Mecânica dos Fluidos e Termodinâmica*, Aveiro, Portugal.
- Didier E., 2009, Numerical Simulation of Low Reynolds Number Flows over Two circular Cylinders in Tandem, *Proc. Conference on Modeling Fluid Flow - CMFF*, Budapeste, Hungria.
- Eisenlohr H. e Eckelmann H., 1989, Vortex splitting and its consequences in the vortex street wake of cylinders at low Reynolds number, *Physics of Fluids A*, v.1 n.2, 189-192.
- Igarashi T., 1981, Characteristics of the flow around two interfering circular cylinders, *Bulletin of the JSME*, 24, 323-331.
- Kuo C.-H., Chiou L.-C. e Chen C.-C., 2007, Wake flow pattern modified by small control cylinders at low Reynolds number, *Journal of Fluids and Structures*, 23, 59-83.
- Kuo C.-H., Chiou L.-C. e Chen C.-C., 2009, Passive control of wake flow by two small control cylinders at Reynolds number 80, *Journal of Fluids and Structures*, 25, 1021-1025.
- Lin J.C., Towfigh J. e Rockwell D., 1995, Near-wake of a circular cylinder: control by steady and unsteady surface injection, *Journal of Fluids and Structures*, 9, 659-669.
- Meneghini J.R., Saltara F., Siqueira C.L. e Ferrari J.A., 2001, Numerical simulation of flow interference between two circular cylinders in tandem and side-by-side arrangements, *Journal of Fluids and Structures*, 15, 327-350.
- Mittal S., Kumar V. e Raghuvanshi A., 1997, Unsteady incompressible flows past two cylinders in tandem and staggered arrangements, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 25, 1315-1344.
- Norberg C., 1994, An experimental investigation of the flow around a circular cylinder: influence of aspect ratio, *Journal of Fluid Mechanics*, 258, 287-316.
- Roshko A., 1954, On the development of turbulent wakes from vortex streets, *Naca report 1191*.
- Strykowski P.J. e Sreenivasan K.R., 1990, On the formation and suppression of vortex shedding at low Reynolds numbers, *Journal of Fluid Mechanics*, 218, 71-107.

- Tritton D.J.,1959, Experiments on the flow past a circular cylinder at low Reynolds numbers, *Journal Fluid Mechanics*, 6, 547-567.
- Williamson C.H.K.,1989, Oblique and parallel modes of vortex shedding in the wake of a circular cylinder at low reynolds numbers, *Journal of Fluid Mechanics*, 206, 579-627.
- Williamson C.H.K. e Roshko A.,1990, Measurements of base pressure in the wake of a circular cylinder at low Reynolds numbers, *Zeitschrift Flugwissenschaften und Weltraumforschung*, 14, 38-46.
- Williamson C.H.K., 1996,Vortex dynamics in the cylinder wake, *Annual Reviews of Fluid Mechanics*, 28, 477-539.
- Zdravkovich M.M, 1972, Smoke observations of wakes of tandem cylinders at low Reynolds numbers, *Aeronautical Journal*, 76, 108-114.
- Zdravkovich M.M., 1977, Review of flow interferences between two circular cylinders in various arrangements, *ASME Journal of Fluids Engineering*, 99, 618-633.
- Zdravkovich M.M., 1987, “The effects of interference between circular cylinders in cross flow, *Journal of Fluids and Structures*, 1, 239-261.
- Zdravkovich M.M., 1997, Flow around circular cylinders, *Fundamentals*, Oxford University Press.

ANEXOS

Na tabela 1 são apresentados as características das malhas referenciadas no texto.

Tabela 1 Características gerais das malhas.

Posição relativa X_c	Posição relativa Y_c	e/D	N_{ang} - Cilindro principal	N_{ang} - Cilindros de controlo	Nº elementos
0.5	0.5	0.0002	280	200	79141
0.5	0.7	0.0002	280	200	75642
0.5	0.8	0.0002	280	200	74372
2.5	0.6	0.0002	280	160	64023
3.0	0.6	0.0002	280	160	65392
0.7	0.7	0.0002	280	160	66552

As tabelas 2,3 e 4 apresentam os valores das grandezas fundamentais nos três cilindros, e os esforços totais, segundo a direcção transversal ao escoamento, no mesmo sentido do escoamento e segundo uma diagonal de 45° respectivamente.

Tabela 2 Esforços ($X_c/D=0.5$; Y_c/D).

Configuração		St	$\overline{C_d}$	C_{drms}	$\overline{C_l}$	C_{lrms}	C_d total	C_l total
1	Cilindro1	0.19610	0.05443	0.02817	-0.00333	0.00965	1.43312	0.00130
	Cilindro principal	0.19610	1.32592	0.03946	0	0.37152		
	Cilindro2	0.19610	0.05442	0.02817	0.00333	0.00966		
2	Cilindro 1	0.18204	0.10996	0.00555	0.01624	0.00157	1.35596	0.00156

	Cilindro. Principal.	0.18204	1.13510	0.00327	0	0.07496		
	Cilindro 2	0.18204	0.10996	0.00557	-0.016244	0.00158		
12	Cilindro 1	0.13374	0.17194	0.00016	0.01641	0.00014	1.2990	0
	Cilindro. Principal.	0.13374	0.95515	0.00010	0	0.00102		
	Cilindro 2	0.13374	0.17194	0.00016	-0.01641	0.00015		
3	Cilindro 1	0.13336	0.24032	0.00339	-0.00106	0.00106	1.48	0.00010
	Cilindro. Principal.	0.13336	0.99921	0.00122	0	0.04642		
	Cilindro 2	0.13336	0.24032	0.00339	0.00106	0.00106		
13	Cilindro 1	0.16840	0.26743	0.00479	-0.01488	0.00230	1.601	0.0056
	Cilindro. Principal.	0.16840	1.06531	0.00156	0	0.08999		
	Cilindro 2	0.16840	0.26744	0.00478	0.01487	0.00230		
8	Cilindro 1	0.175278	0.26950	0.00540	-0.02267	0.00329	1.606	0.0001
	Cilindro. Principal.	0.175278	1.06792	0.00419	0	0.12683		
	Cilindro 2	0.175278	0.26899	0.00540	0.02286	0.00329		
11	Cilindro 1	0.18130	0.27106	0.00512	-0.02553	0.00391	1.635	0
	Cilindro. Principal.	0.18130	1.09308	0.01313	0	0.15693		
	Cilindro 2	0.18130	0.27126	0.00512	0.02553	0.0039		

Tabela 2 Esforços (X_c/D ; $Y_c/D=0.6$).

Configuração		St	$\overline{C_d}$	C_{drms}	$\overline{C_1}$	C_{lrms}	C_d total	C_1 total
5	Cilindro 1	0.180659	0.13709	0.02026	0.01315	0.00571	1.6055	0.0036
	Cilindro. Principal.	0.180659	1.33015	0.02109	0	0.25217		
	Cilindro 2	0.180659	0.13740	0.02025	-0.01312	0.00570		
2	Cilindro 1	0.18204	0.10996	0.00555	0.01624	0.00157	1.35596	0.00156
	Cilindro. Principal.	0.18204	1.13510	0.00327	0	0.07496		
	Cilindro 2	0.18204	0.10996	0.00557	-0.016244	0.00158		
14	Cilindro 1	0.18283	0.09719	0.00360	0.01645	0.00099	1.2695	0.0013
	Cilindro. Principal.	0.18283	1.07500	0.001392	0	0.04374		
	Cilindro 2	0.18283	0.09715	0.0036	-0.01643	0.00099		
7	Cilindro 1	0.18280	0.085858	0.00603	0.01518	0.00130	1.25	0.0015
	Cilindro. Principal.	0.18280	1.07872	0.00297	0	0.05452		
	Cilindro 2	0.18280	0.08583	0.00604	-0.01520	0.001307		
10	Cilindro 1	0.18227	0.07772	0.00902	0.01562	0.00189	1.2345	0
	Cilindro. Principal.	0.18227	1.07901	0.00181	0	0.05504		
	Cilindro 2	0.18227	0.07772	0.00902	-0.01561	0.00188		
16	Cilindro 1	0.18071	0.07201	0.01099	0.01716	0.00253	1.2085	0
	Cilindro. Principal.	0.18071	1.06328	0.00139	0	0.04615		
	Cilindro 2	0.18071	0.07269	0.01083	-0.01716	0.00252		
18	Cilindro 1	0.17419	0.06389	0.01348	0.01928	0.00349	1.154	0

	Cilindro. Principal.	0.17419	1.02582	0.00096	0	0.03325		
	Cilindro 2	0.17419	0.06398	0.01348	-0.01929	0.00349		
23	Cilindro 1	0.16360	0.05813	0.01606	0.02029	0.00536	1.14	0
	Cilindro. Principal.	0.16360	0.99647	0.01724	0	0.02924		
	Cilindro 2	0.16360	0.05817	0.01636	-0.02029	0.00535		
25	Cilindro 1	0.18583	0.16455	0.06749	0.00749	0.10600	1.6	0.0017
	Cilindro. Principal.	0.18583	1.27412	0.03622	0	0.49449		
	Cilindro 2	0.18583	0.16448	0.06748	-0.00752	0.10600		
22	Cilindro 1	0.18633	0.16486	0.06433	0.00427	0.10780	1.61	0.0028
	Cilindro. Principal.	0.18633	1.27451	0.03744	0	0.49190		
	Cilindro 2	0.18633	0.16979	0.06448	-0.00431	0.10789		
19	Cilindro 1	0.18897	0.18206	0.05292	-0.00938	0.11111	1.65	0
	Cilindro. Principal.	0.18897	1.28122	0.03719	0	0.47545		
	Cilindro 2	0.18897	0.18198	0.05304	0.00934	0.11097		

Tabela 3 Esforços segundo a diagonal 45°.

Configuração	St	$\overline{C_d}$	C_{drms}	$\overline{C_1}$	C_{lrms}	C_d total	C_l total	
1	Cilindro1	0.19610	0.05443	0.02817	-0.00333	0.00965	1.43312	0.00130
	Cilindro principal	0.19610	1.32592	0.03946	0	0.37152		
	Cilindro2	0.19610	0.05442	0.02817	0.00333	0.00966		
14	Cilindro 1	0.18283	0.09719	0.00360	0.01645	0.00099	1.2695	0.0013
	Cilindro. Principal.	0.18283	1.07500	0.001392	0	0.04374		
	Cilindro 2	0.18283	0.09715	0.0036	-0.01643	0.00099		
6	Cilindro 1	0.14533	0.14999	0.00143	0.01847	0.00020	1.2625	0
	Cilindro. Principal.	0.14533	0.96134	0.00011	0	0.003603		
	Cilindro 2	0.14533	0.14999	0.00142	-0.01848	0.0002		
4	Cilindro 1	0.16185	0.23907	0.00480	0.00872	0.00186	1.4885	0
	Cilindro. Principal.	0.16185	1.01014	0.00118	0	0.06416		
	Cilindro 2	0.16185	0.23915	0.00481	-0.00872	0.00186		
24	Cilindro 1	0.18389	0.25958	0.00919	- 0.00181	0.00551	1.56	0
	Cilindro. Principal.	0.18389	1.04073	0.02134	0	0.11792		
	Cilindro 2	0.18389	0.26099	0.00918	0.00180	0.00550		